INSTABILITÄTSWELLEN IN EINEM RUNDEN, TURBULENTEN FREISTRAHL UND IHRE SCHALLABSTRAHLUNG

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von
Ulrich Ackermann
aus Braunschweig

Göttingen 1976

INSTABILITÄTSWELLEN IN EINEM RUNDEN, TURBULENTEN FREISTRAHL UND IHRE SCHALLABSTRAHLUNG

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von
Ulrich Ackermann
aus Braunschweig

Göttingen 1976

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

D 7
Referent: Prof. Dr. M.R. Schroeder
Korreferent: Prof. Dr. E.A. Müller
Tag der mündlichen Prüfung: 17.12.1976

Zusammenfassung

In einem runden turbulenten Freistrahl wurden Instabilitätswellen angeregt und mit der axialsymmetrischen Komponente der großräumigen Turbulenzstrukturen verglichen. Die Meßergebnisse zeigen, daß die Phasengeschwindigkeiten der Instabilitätswellen und der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente im gesamten ausgemessenen Strouhalzahlbereich $0.1 \leq St \leq 1.5$ im Rahmen der Meßgenauigkeit gleich sind. Eine Schwierigkeit ergab sich bei der Bestimmung des Betrages der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente, da der Betrag des kohärenten Wechseldruckanteils im Strahl vom Ort der festen Sonde abhängt. Dadurch war nicht eindeutig zu klären, ob die axialsymmetrische Komponente der großräumigen Turbulenzstrukturen aus statistisch angeregten Instabilitätswellen besteht. Regt man die Instabilitätswelle mit einer Wackeldüse an, so stellt sich heraus, daß die so angeregte Instabilitätswelle im Strouhalzahlbereich $0.1 \leq St \leq 1.5$ verglichen mit der übrigen Strahlturbulenz nur sehr wenig Schall abstrahlt.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534921_0020

Inhaltsverzeichnis

		Seite
	Symboltabelle	II
1.	Einleitung	1
2.	Zum Mechanismus der Strahllärmentstehung	3
2.1	Die Lighthillgleichung	3
2.2	Die Strahllärmtheorie von Michalke	4
3.	Das Meßprinzip	7
3.1	Das Co- und das Quad-Spektrum der spektralen Kreuzleistungsdichte	7
3.2	Der Korrelator	9
3.3	Das Auswerteverfahren	12
3.4	Test des Korrelators	14
4.	Die Apparatur zur Messung des Wechseldruckes der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente und der mit dem Lautsprecher angeregten Instabilitätswelle	17
4.1	Der Meßkanal	17
4.2	Die Sondenanordnung	18
4.3	Der elektronische Teil	2o
4.4	Die Lautsprecher zur Anregung der Instabilitätswelle	2o
4.5	Das mittlere Strömungsprofil des Freistrahls	22
4.6	Das Spektrum der Wechseldrucke im Freistrahl	22
4.7	Der Kennzahlbereich	26
5.	Die axialsymmetrische Komponente der großräumigen Turbulenzstrukturen	28
5.1	Der Einfluß von Kanalstörungen	31
5.2	Der kohärente Wechseldruckanteil im Strahl in Abhängigkeit vom Ort der festen Sonde und die sich daraus ergebende Definition der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente	34
5.3	Die axialsymmetrische Turbulenzkomponente in Abhängigkeit von der Strouhalzahl	38
6.	Die mit dem Lautsprecher angeregte Instabilitätswelle	42
6.1	Der Einfluß der Meßkammer auf die Instabilitätswelle	44
6.2	Die Instabilitätswelle in Abhängigkeit von der Anregungsstärke	47
6.3	Die Instabilitätswelle in der Scherschichtmitte und auf der Strahlachse	49

Seite

7. Vergleich der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente und der mit dem Lautsprecher angeregten Instabilitätswelle 52

7.1 Vergleich in Achsenrichtung 52

7.2 Vergleich in radialer Richtung 54

8. Die Apparatur zur Messung der Schallabstrahlung von der künstlich angeregten Instabilitätswelle 61

8.1 Der Windkanal und der reflexionsarme Raum 61

8.2 Der elektronische Teil 64

8.3 Die Wackeldüse 66

8.4 Der Einfluß des Schwingkörpers auf den Strahllärm 69

8.5 Der Einfluß des Schwingkörpers auf die Spektren 74

8.6 Der Meßbereich der Wackeldüse 76

9. Die mit der Wackeldüse angeregte Instabilitätswelle 79

9.1 Vergleich der mit der Wackeldüse und der mit dem Lautsprecher an der Berliner Apparatur angeregten Instabilitätswelle 8o

9.2 Direkter Vergleich der mit der Wackeldüse und der mit dem Lautsprecher angeregten Instabilitätswelle 83

9.3 Die mit der Wackeldüse angeregte Instabilitätswelle auf der Strahlachse als Funktion der Strouhalzahl 88

1o. Die Schallabstrahlung der Instabilitätswelle 9o

11. Versuch einer Abschätzung des Anteils der Instabilitätswellen an der Schallabstrahlung des turbulenten Freistrahls 97

12. Schlußfolgerung 1o1

Literaturverzeichnis 1o2

Symboltabelle

a_o	Schallgeschwindigkeit
A_1, A_2	spektrale Amplitudendichten
C	Ausbreitungsgeschwindigkeit
$C_{\omega,x_o}(x,R)$	Co-Spektrum
D	Düsendurchmesser
f	Frequenz
Δf	Bandbreite
$j = \sqrt{-1}$	
$k = \frac{2\pi}{\lambda}$	Wellenzahl
m	Ordnung der Azimuthalkomponente
$M = \frac{u_o}{a_o}$	Machzahl
N	Schalleistung des Freistrahls
$N'(\theta)$	Unter dem Winkel θ abgestrahlte Schalleistung
N_D	Schalleistung der Dipolstrahler
N_Q	Schalleistung der Quadrapolstrahler
$p(\underline{r},t)$	Schalldruck im Fernfeld
$p(\theta)$	Schalldruck in Abhängigkeit vom Abstrahlwinkel
$\hat{p}$	Wechseldruck im Strahl
p_o	Luftdruck
$p_i(t)$	Zeitfunktion (i = 1.2)
$p_{i,\omega}(t)$	gefilterte Zeitfunktion (i = 1.2)
p_v	Vorkammerdruck
$p(x,R,t)$	Druck
$p_\omega(x,R,t)$	gefilterter Druck
$p_\omega(x,R)$	Effektivwert des Druckes $p_\omega(X,R) = \sqrt{p_\omega^2(X,R,t)}$
$p_\omega^*(x,R,t)$	Wechseldruckanteil im Strahl mit kleiner Kohärenzlänge
$p_\omega^*(x,R)$	Effektivwert von $p_\omega^*(x,R,t)$
$\tilde{p}_\omega^*(x,R,t)$	Wechseldruckanteil im Strahl mit großer Kohärenzlänge
$\tilde{p}_\omega^*(x,R)$	Effektivwert von $\tilde{p}_\omega^*(x,R,t)$
$\tilde{p}_{\omega,x_o}(x,R)$	Betrag des kohärenten Druckanteils
$Q_{\omega,x_o}(x,R)$	Quad-Spektrum
r	Abstand Schallquelle - Aufpunkt
$\bar{r}$	Abstand Quellgebiet - Aufpunkt

$\underline{r}$	Vektor Quellgebiet - Aufpunkt
$\underline{\ell}$	Abstand Düse - Fernfeldmikrofon
R	Koordinate in radialer Richtung, senkrecht zur Strahlachse
$\frac{R}{D}$	radialer Abstand Strahlachse - Nahfeldmikrofon
R_o	radiale Koordinate des Ortes der festen Sonde
R*	Reflexionsfaktor
$Re = \frac{u_o D}{\nu}$	Reynoldszahl
$St = \frac{f \cdot D}{u_o}$	Strouhalzahl
$S_{\omega,x_o}(x,R)$	Kohärenzfunktion
$S^*_{\omega,x_o}(x,R)$	mit dem Korrelator gemessene Kohärenzfunktion
t	Zeit
t_r	Temperatur im Meßraum
t_v	Temperatur in der Düsenvorkammer
T	Mittlungszeit
T_{ij}	Lighthilltensor (i,j = 1,2,3)
u	Strömungsgeschwindigkeit
$\bar{u}$	Gleichkomponente der Strömungsgeschwindigkeit
u'	Wechselkomponente
u_o	Düsenaustrittsgeschwindigkeit
u_i, u_j	Geschwindigkeitskomponenten (i,j = 1,2,3)
u_a	Schallschnelle
u_{sk}	Schnelle des Schwingkörpers
u_x	axiale Wechselgeschwindigkeitskomponente
u_{pH}	Phasengeschwindigkeit
V	Volumen
V_T	turbulentes, schallabstrahlendes Volumen
W	Anteil des von der Instabilitätswelle abgestrahlten Schalls am Gesamtschall
$W_{1,2}$	spektrale Kreuzleistungsdichte
x	Koordinate in Achsenrichtung
x_o	axiale Koordinate der festen Sonde
x_i, x_j	cartesische Koordinaten (i,j = 1,2,3)
$\frac{x}{D}$	axialer Abstand Düse - Nahfeldmikrofon
ε	statistischer Fehler
Θ	Abstrahlwinkel

$\varkappa = \frac{c_p}{c_v}$	Adiabatenexponent
λ	Wellenlänge
ν	kinematische Zähigkeit
ρ	Dichte
ρ_o	Ruhedichte
τ	Verzögerungszeit
τ_{ij}	Zähigkeitsspannung
φ	Umfangswinkel
$\Delta\varphi$	Umfangswinkeldifferenz
ϕ	Phase im Fernfeld
φ_{x_o}	Phase des kohärenten Anteils
$\Phi_{1,2}$	Kreuzkorrelationsfunktion
$\omega = 2\pi f$	Kreisfrequenz
$\Delta\omega$	Bandbreite

1. Einleitung

Turbulente Freistrahlen, wie sie zum Beispiel als Abgasstrahlen hinter den Triebwerken von Düsenflugzeugen entstehen, strahlen Schall ab. Die in den letzten Jahren stetig zunehmende enorme Lärmbelästigung durch solche Flugzeuge hat dazu geführt, die Ursachen des Strahllärms genauer zu untersuchen. Lighthill ging in seinen grundlegenden Arbeiten über aerodynamische Schallerzeugung [1, 2] von einem homogenen, isotropen Turbulenzmodell aus, das durch Schattenaufnahmen plausibel erscheint. Die Turbulenzelemente werden dabei als akustische Punktschallquellen angenommen, die statistisch im Strahl verteilt sind und deren Kohärenzlängen klein gegen die abgestrahlten Schallwellenlängen sind.

Durch neuere Untersuchungen von Mollo-Christensen [3], Crow and Champagne [4] und insbesondere durch Druckkorrelationsmessungen von Fuchs [5] wurde die Aufmerksamkeit auf die Schallabstrahlung der großräumigen Turbulenzstrukturen im Freistrahl gelenkt. Das Vorhandensein dieser Strukturen, insbesondere in dem Strahlbereich, der nach Grosche [6] am meisten Schall abstrahlt, legt es nahe, die Strahllärmtheorie neu zu überdenken. In der vorliegenden Arbeit wird über Messungen berichtet, mit denen der Anteil der großräumigen Turbulenzstrukturen an der Schallabstrahlung des Freistrahls abgeschätzt werden soll. Dabei wird nur die axialsymmetrische Komponente der großräumigen Turbulenzstrukturen untersucht, da sie bei kleinen Machzahlen nach einer Theorie von Michalke [7] am effizientesten Schall abstrahlen sollte. Der Ausgangspunkt für die beschriebenen Untersuchungen waren Arbeiten von Crow and Champagne [4] und Ronneberger [8], in denen über die Ausbreitung von Instabilitätswellen in einem runden Freistrahl berichtet wird.

Überlagert man dem Strahl in der Düsenaustrittsebene z.B. mit einem Lautsprecher in der Düsenvorkammer eine kleine Schnelle,

so reagiert der Freistrahl instabil. Die Störung wird angefacht und eine Instabilitätswelle läuft stromab, erreicht ein Maximum und klingt wieder ab. Im Zusammenhang mit den durchgeführten Messungen stellt sich nun die Frage, ob die axialsymmetrische Komponente der großräumigen Turbulenzstrukturen ebenfalls auf der Instabilität des Freistrahls gegenüber solchen Störungen beruht. Wenn das der Fall ist, und wenn die Schallabstrahlung der großräumigen Strukturen einer linearen Beziehung gehorcht, dann läßt sich die Schallabstrahlung der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente mit Hilfe einer künstlich angeregten Instabilitätswelle bestimmen. Die Untersuchungen gliedern sich deshalb in drei Teile:

I. Bestimmung des Wechseldruckanteils im Strahl, der auf die axialsymmetrische Turbulenzkomponente zurückzuführen ist.
II. Anregung einer Instabilitätswelle und Vergleich mit I.
III. Messung der Schallabstrahlung der Instabilitätswelle.

Zu I. und II. wurden Druckkorrelationsmessungen im Freistrahl am DFVLR-Institut für Turbulenzforschung in Berlin durchgeführt Die Fernfeldmessungen zu III. wurden in Göttingen am Dritten Physikalischen Institut in einer reflexionsarm ausgekleideten Meßkammer gemacht.

2. Zum Mechanismus der Strahllärmentstehung

2.1 Die Lighthillgleichung

Das aus einer Düse ausströmende Medium vermischt sich turbulent mit dem umgebenden, ruhenden Medium. Die so entstehenden turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen sind auf Grund von Trägheitskräften mit Druck- und Dichteschwankungen verbunden. Jedes Volumenelement, in dem sich die Dichte gleichphasig ändert, kann man als Monopol auffassen. Man kann zeigen, daß sich die einzelnen Monopole zu akustischen Quadrupolstrahlern zusammensetzen. Dieser Vorgang läßt sich quantitativ mit der Lighthill-Gleichung beschreiben. Durch entsprechende Differentiationen und Umformungen erhält man nach Lighthill aus der Kontinuitätsgleichung, der Bewegungsgleichung und der adiabatischen Zustandsgleichung formal die inhomogene Wellengleichung für den Druck:

$$\frac{1}{a_o^2} \cdot \frac{\partial^2 \hat{p}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \hat{p}}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \qquad (1)$$

in cartesischen Koordinaten. T_{ij} ist der Lighthilltensor, der z.B. wie folgt geschrieben werden kann:

$$\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\rho u_i u_j - \tau_{ij}) + \frac{1}{a_o^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\hat{p} - a_o^2 \rho)$$

Unter der Annahme von Reibungsfreiheit und dem Vorhandensein von rein adiabatischen Zustandsänderungen werden die Zähigkeitsspannungen τ_{ij} und die Abweichungen des Druckes von der Adiabaten $\hat{p} - a_o^2 \rho$ gleich Null. Diese Näherung ist für Unterschallmachzahlen zulässig, wenn die Reynoldszahl groß genug ist und wenn die Temperatur des vollexpandierten Freistrahls der Temperatur des umgebenden Mediums gleicht. Der Quellterm

besteht dann nur noch aus den vom Schallfeld unabhängigen fluktuierenden Reynold'schen Spannungen $\rho u_i u_j$, die außerhalb des Strömungsfeldes verschwinden. Für die Dichte ρ wird die Ruhedichte ρ_o des ruhenden Mediums eingesetzt. Der Schalldruck $p(\underline{r},t)$ im Fernfeld an einem Aufpunkt im Abstand $\bar{r}$ vom Quellgebiet zur Zeit t errechnet sich aus der Lösung von Gleichung (1):

$$p(\underline{r},t) = \frac{x_i x_j}{4\pi \bar{r}^3 a_o^2} \int_{V_T} \left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho u_i u_j) \right] d V \qquad (2)$$

Die eckigen Klammern bedeuten, daß der Wert des Integranden zur retardierten Zeit $t - r/a_o$ einzusetzen ist. Unter Fernfeld soll das geometrische Fernfeld verstanden werden, d.h. der Abstand $\bar{r}$ Quellgebiet-Aufpunkt ist groß gegen die Ausdehnung des Quellgebietes. Gleichung (2) besagt, daß sich der Schalldruck $p(\underline{r},t)$ am Aufpunkt aus den Schallwellen zusammensetzt, die zur Zeit $t - r/a_o$ von den Schallquellen $\partial^2(\rho u_i u_j)/\partial t^2$ im schallabstrahlenden Volumen V_T abgestrahlt werden. Geht man vom Modell der homogenen, isotropen Turbulenz aus, so ist es unmöglich, das Geschwindigkeitsfeld überall im Strahl nach Betrag und Phase analytisch anzugeben. Dadurch wird eine Berechnung des Fernfeldschalldruckes unmöglich. Über eine Ähnlichkeitsbetrachtung läßt sich nur das bekannte u_o^8-Gesetz ableiten, auf das in Abschnitt 8.4 noch genauer eingegangen wird.

2.2 Die Strahllärmtheorie von Michalke

Ausgangspunkt der Strahllärmtheorie von Michalke [9] ist die Lösung der Lighthillgleichung (2), wobei die von Lighthill gemachten Näherungen übernommen werden. Linearisiert man Gleichung (2), d.h. zerlegt die Geschwindigkeit u in die Gleichkomponente

$\bar{u}$ und die Wechselkomponente u' ($u = \bar{u}+u'$), dann erhält man rein formal zwei Strahllärmanteile:

1.) "Self-noise", dessen Quellterm das Produkt von gestrichenen Größen ($u' \cdot u'$) enthält, der also durch die Wechselwirkung der Turbulenzelemente untereinander entsteht.

2.) "Shear-noise", dessen Quellterm sich aus dem Produkt einer Wechselgeschwindigkeit u' und einer Gleichgeschwindigkeit $\bar{u}$ zusammensetzt und der damit auf die Wechselwirkung der Turbulenzelemente mit dem mittleren Geschwindigkeitsgradienten zurückzuführen ist.

Michalke vernachlässigt in seiner Rechnung den self-noise, da sich dann der noch verbleibende Quellterm durch Druckschwankungen allein ausdrücken läßt. Betrachtet man einen runden Freistrahl, so lassen sich dessen Symmetrieeigenschaften ausnutzen. Dazu wird eine Koordinatentransformation durchgeführt und zwar für den Quellterm von cartesischen in Zylinderkoordinaten und für den Aufpunkt von cartesischen in Polarkoordinaten. Die turbulenten Druckschwankungen im Quellgebiet sind in Umfangsrichtung periodisch und können deshalb in Fourierreihen in Bezug auf den Umfangswinkel entwickelt werden. Dadurch erhält man eine Zerlegung der turbulenten Druckschwankungen im Strahl in einzelne Azimutalkomponenten. In Abbildung 1 sind die Azimutalkomponenten der Ordnung m = o, m = 1, m = 2 und m = 3 aufgetragen.

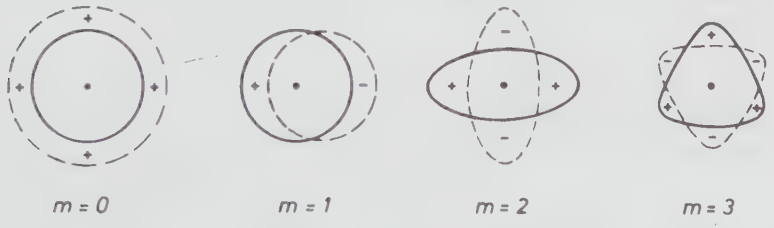

Abb. 1: Die ersten vier Azimutalkomponenten des Wechseldruckes in einem runden turbulenten Freistrahl

Die Azimutalkomponente der Ordnung m = 0 entspricht z.B. gerade dem axialsymmetrischen Wechseldruckanteil im Freistrahl. Der Schalldruck $p(\underline{r},t)$ im Fernfeld des Freistrahls und dessen Leistungsspektrum lassen sich unter besonderer Berücksichtigung des Beitrags der einzelnen Azimutalkomponenten des Quellterms berechnen. Michalke kommt dabei zu folgenden Ergebnissen:

1.) Die Schallabstrahlung der Azimutalkomponenten des Druckes wird durch radiale und axiale Interferenz beeinflußt. In Achsenrichtung strahlt z.B. nur die Azimutalkomponente der Ordnung m = 0 ab.

2.) Mit wachsender Ordnung m nimmt die Schallabstrahlung der Azimutalkomponenten sehr schnell ab. Messungen von Fuchs [9] haben zusätzlich gezeigt, daß bereits im Freistrahl der Betrag der Azimutalkomponenten mit wachsender Ordnung sehr schnell gegen Null geht.

Um das Leistungsspektrum des vom Freistrahl abgestrahlten Schalls berechnen zu können, ist es daher nur notwendig, die Kreuzkorrelationsfunktionen der ersten drei Azimutalkomponenten m = 0, 1, 2 im Strahl zu messen und deren Fouriertransformierten zu berechnen. Die Korrelationsmessungen wurden bereits durchgeführt [10]. Ein Vergleich der daraus noch zu berechnenden Spektren mit gemessenen Spektren wird zeigen, wie weit die Theorie von Michalke die Schallabstrahlung des Freistrahls beschreiben kann.

3. Das Meßprinzip

Der Wechseldruckanteil der im Freistrahl vorhandenen axialsymmetrischen Komponente der großräumigen Turbulenzstrukturen und der Wechseldruck der künstlich angeregten Instabilitätswelle wurden durch Korrelationsmessungen im Strahl bestimmt.

3.1 Das Co- und das Quadspektrum der spektralen Kreuzleistungsdichte

Seien $p_1(t)$ und $p_2(t)$ zwei Zeitfunktionen. Die Kreuzkorrelationsfunktion $\phi_{1,2}$ ist definiert durch das zeitlich gemittelte Produkt der beiden Zeitfunktionen:

$$\phi_{1,2}(\tau) = \overline{p_1(t)\ p_2(t+\tau)} = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} p_1(t)\ p_2(t+\tau)\,dt \qquad (3)$$

Aus der Fouriertransformierten der Kreuzkorrelationsfunktion ergibt sich für die spektrale Kreuzleistungsdichte:

$$W_{1,2}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_{1,2}(\tau) e^{-j\omega\tau}\,d\tau \qquad (4)$$

Nach dem Faltungssatz gilt für die Kreuzkorrelationsfunktion:

$$\phi_{1,2}(\tau) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{4\pi T} \int_{-\infty}^{+\infty} A_1(-\omega,T) A_2(\omega,T) e^{j\omega\tau}\,d\omega \qquad (5)$$

A_1 und A_2 sind die spektralen Amplitudendichten der Zeitfunktionen $p_1(t)$ und $p_2(t)$ im Zeitfenster $|t| < T$. Aus Gleichung (4) folgt durch Rücktransformation:

$$\phi_{1,2}(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} W_{1,2}(\omega) e^{j\omega\tau}\,d\omega \qquad (6)$$

Faßt man Gleichung (5) und (6) zusammen, so ergibt sich:

$$W_{1,2}(\omega) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{2T} A_1(-\omega,T) \cdot A_2(\omega,T) \tag{7}$$

was man auch in der Form

$$W_{1,2}(\omega) = C_\omega - j\, Q_\omega \tag{8}$$

schreiben kann. C_ω nennt man das Co-Spektrum, Q_ω das Quad-Spektrum. Da $\phi_{1,2}(\tau)$ reellwertig ist, gilt:

$$W_{1,2}(-\omega) = C_\omega + j\, Q_\omega \tag{9}$$

Setzt man Gleichung (8) unter der Berücksichtigung von Gleichung (9) in Gleichung (4) ein, so ergibt sich:

$$\phi_{1,2}(\tau) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty (C_\omega \cos\omega\tau + Q_\omega \sin\omega\tau)\, d\omega \tag{10}$$

Seien $p_{1,\omega}(t)$ und $p_{2,\omega}(t)$ die Zeitfunktionen, die aus $p_1(t)$ und $p_2(t)$ durch Schmalbandfilterung mit der Bandbreite $\Delta\omega$ bei der Mittenfrequenz ω hervorgegangen sind. Aus Gleichung (10) erhält man dann:

$$\overline{p_{1,\omega}(t)\cdot p_{2,\omega}(t+\tau)} = \frac{1}{\pi} (C_\omega \cos\omega\tau + Q_\omega \sin\omega\tau)\Delta\omega \tag{11}$$

Für $\tau = 0$ vereinfacht sich Gleichung (11) zu

$$C_\omega = \pi \lim_{\Delta\omega\to 0} \frac{1}{\Delta\omega} \overline{p_{1,\omega}(t)\; p_{2,\omega}(t)} \tag{12a}$$

$$= \pi \lim_{\substack{\Delta\omega\to 0 \\ T\to\infty}} \int_0^T p_{1,\omega}(t) \cdot p_{2,\omega}(t)\, dt$$

Für $\tau = \frac{\pi}{2\omega}$ (entspricht einer Phasendrehung von 90°) ergibt sich aus Gleichung (11):

$$Q_\omega = \pi \cdot \lim_{\substack{\Delta\omega \to 0 \\ T \to \infty}} \int_0^T p_{1,\omega}(t) \cdot p_{2,\omega}\left(t + \frac{\pi}{2\omega}\right) dt \qquad (12b)$$

Das Co-Spektrum C_ω stellt die spektrale Leistungsdichte der phasengleichen Anteile in $p_{1,\omega}(t)$ und $p_{2,\omega}(t)$ dar. Das Quad-Spektrum Q_ω ist die spektrale Leistungsdichte der um 90° verschobenen Spektralanteile der beiden Zeitfunktionen.

3.2 Der Korrelator

Um die Korrelationsmessungen im Strahl durchführen zu können, wurde in der elektronischen Werkstatt des Dritten Physikalischen Instituts ein Korrelator gebaut, mit dem das Co- und das Quadspektrum zweier Zeitfunktionen analog zu dem in Gleichung (12a) und (12b) beschriebenen mathematischen Verfahren gemessen werden können. Er arbeitet nach dem gleichen Prinzip wie ein phasenempfindlicher Gleichrichter. In Abbildung 2 ist das Blockschaltbild des Korrelators aufgezeichnet.

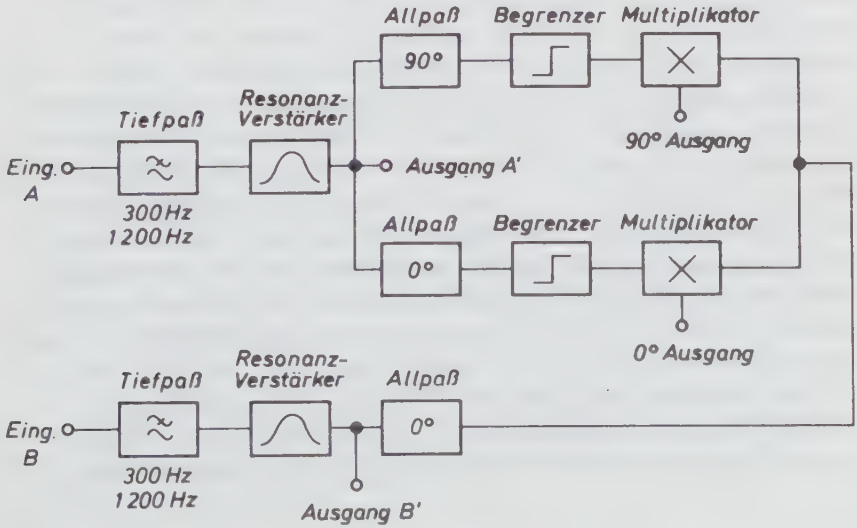

Abb. 2: Blockschaltbild des Korrelators

Das Steuersignal wird in Eingang A eingespeist, das Meßsignal in Eingang B. Beide Signale werden zunächst durch zwei identische Tiefpässe mit einer Grenzfrequenz von wahlweise 300 Hz bzw. 1200 Hz sowie zwei Resonanzverstärkern gefiltert. Die beiden Resonanzverstärker haben eine variable Mittenfrequenz und eine variable Bandbreite. Die an den Ausgängen A' und B' anliegenden Wechselspannungen sind proportional zum Effektivwert der in Eingang A bzw. B eingespeisten gefilterten Zeitfunktionen. Damit die beiden Resonanzfilter identisch sind, d.h. gleiche Mittenfrequenz und Bandbreite haben, werden auf die Eingänge A und B zwei identische Rauschsignale gegeben. Die Wechselspannungen, die an den Ausgängen A' und B' anliegen, werden an die x- bzw. y-Ablenkung eines Oszillographen angelegt. Die Mittenfrequenz und die Bandbreite des einen Filters werden solange geändert, bis auf dem Oszillographenschirm eine Gerade erscheint. Jetzt sind beide Filter identisch, d.h. für alle durchgelassenen Frequenzkomponenten werden die Phasen um den gleichen Betrag gedreht und die entsprechenden Beträge um den gleichen Faktor abgeschwächt. Das Steuersignal wird anschließend in zwei Signale aufgespalten, die in der Phase um 90° gegeneinander gedreht sind. Die Phasendrehung geschieht dadurch, daß die beiden Signale durch zwei verschiedene Allpässe gefiltert werden. Die beiden Allpässe wurden so gebaut, daß an ihren Ausgängen die beiden eingespeisten, identischen Signale gerade um 90° in der Phase gegeneinander verschoben sind. Damit die Phasenbeziehung zwischen Meßsignal und Steuersignal erhalten bleibt, wird auch das Meßsignal allpaßgefiltert. Der Allpaß ist dabei identisch mit einem der beiden Allpässe, mit denen das Steuersignal gefiltert wird. Die Umwandlung der beiden aus dem Steuersignal erhaltenen, um 90° phasenverschobenen Signale in Rechtecksignale geschieht durch clippen, d.h. die Amplituden der beiden Signale werden unendlich hochverstärkt und begrenzt. In den beiden Multiplikatoren werden die beiden Rechtecksignale mit dem Meßsignal multipliziert. Die Multiplikation eines Signals mit einem Rechtecksignal, d.h. Multiplikation

des Signals mit 1 oder 0, läßt sich dabei einfach mit einem Schalter durchführen. Die zeitliche Mittelung der am 0^{o} bzw. 90^{o} anliegenden Gleichspannungen geschieht extern auf einem Integrator. Durch das Clippen der beiden um 90^{o} phasenverschobenen Signale wird die am 0^{o}- und 90^{o}-Ausgang anliegende Gleichspannung unabhängig von der Amplitude des Steuersignals. Mit dem Korrelator wurden zwei unterschiedliche Zeitfunktionen untersucht.

1. Der Wechseldruck im natürlichen, nicht angeregten Freistrahl. In einem Vorversuch wurde festgestellt, daß die Momentanwerte der turbulenten Wechseldruckschwankungen im natürlichen Freistrahl einer Gauß'schen Normalverteilung gehorchen.

2. Der Wechseldruck im sinusförmig angeregten Freistrahl. Die Bandbreiten der beiden Resonanzfilter des Korrelators waren immer so klein, daß die gefilterten Wechseldruckschwankungen im angeregten Freistrahl rein sinusförmig waren. In diesem Fall kann man in den Steuereingang A des Korrelators auch das den Anregungsmechanismus ansteuernde Sinussignal direkt einspeisen.

Die in Kapitel 6 beschriebenen Wechseldruckmessungen im angeregten Strahl zeigen, daß die Meßergebnisse bis auf eine feste Phasendrehung unabhängig davon sind, ob das Steuersignal der Sinusgenerator oder ein Mikrofon im angeregten Strahl liefert. Man kann theoretisch zeigen, daß für den rein sinusförmigen und den gaußverteilten Wechseldruck nach der zeitlichen Mittelung die am 0^{o}- bzw. 90^{o}-Ausgang anliegenden Gleichspannungen proportional zum Co- bzw. Quad-Spektrum der beiden entsprechenden Signale sind.

3.3 Das Auswerteverfahren

Bei den Korrelationsmessungen wurden das Co- und das Quad-Spektrum in Abhängigkeit vom Abstand der beiden Drucksonden gemessen. Die bewegliche Sonde befand sich am Ort x,R, die feste Sonde am Ort x_o,R_o im Strahl. (Auf die Sondenanordnung wird in Abschnitt 4.2 ausführlich eingegangen.) Der Ort der festen Sonde soll durch einen entsprechenden Index angedeutet werden. Da sich die feste Sonde im allgemeinen auf der Strahlachse (R_o = 0) befand, wird im folgenden der Ort der festen Sonde nur durch den Index x_o angegeben. Bei der Auswertung wurden aus den im natürlichen und im angeregten Strahl gemessenen Co-Spektren $C_{\omega,x_o}(x,R)$ und Quad-Spektren $Q_{\omega,x_o}(x,R)$ folgende Größen berechnet:

1. Die Phase des kohärenten Wechseldruckanteils:

$$\varphi_{x_o}(x,R) = \arctan\left(\frac{Q_{\omega,x_o}(x,R)}{C_{\omega,x_o}(x,R)}\right) \tag{13}$$

Bei der Berechnung der Phase wurde die Konvention benutzt, daß die Phase mit wachsender Zeit zunimmt.

2. Der Betrag des kohärenten Wechseldruckanteils

$$\tilde{p}_{\omega,x_o}(x,R) = \frac{\sqrt{C^2_{\omega,x_o}(x,R)+Q^2_{\omega,x_o}(x,R)}}{p_\omega(x_o,0)} \tag{14}$$

Aus Gleichung (12a) und (12b) folgt, daß der Betrag des kohärenten Wechseldruckanteils $\tilde{p}_{\omega,x_o}(x_o,0)$ am Ort der festen Sonde gleich dem Effektivwert des Wechseldruckes $p_\omega(x_o,0)$ ist.

3. Die Kohärenzfunktion

$$S_{\omega,x_o}(x,R) = \frac{\sqrt{C^2_{\omega,x_o}(x,R)+Q^2_{\omega,x_o}(x,R)}}{p_\omega(x_o,0)\ p_\omega(x,R)} = \frac{\tilde{p}_{\omega,x_o}(x,R)}{p_\omega(x,R)} \qquad (15)$$

Da $\tilde{p}_{\omega,x_o}(x_o,0) = p_\omega(x_o,0)$ ist, gilt:

$$S_{\omega,x_o}(x_o,0) = 1$$

Gegenüber einer normierten Korrelationsfunktion, dem nach [11] sog. Korrelationsgrad, hat die Kohärenzfunktion den Vorteil, daß Signale, die bis auf eine feste Phasendifferenz identisch sind, vollständig kohärent sind. So sind z.B. Sinus und Cosinus völlig unkorreliert, während der Kohärenzgrad den Wert 1 annimmt, da beide Signale bis auf eine Phasendifferenz von 90^o identisch sind.

Die mit dem in Abschnitt 3.2 beschriebenen Korrelator gemessene Kohärenzfunktion $S^*_{\omega,x_o}(x_o,R_o)$ wird am Ort der festen Sonde nicht zu eins, da das in Eingang A eingespeiste Steuersignal geclippt wird. Der Korrelator muß deshalb entsprechend geeicht werden. Dazu werden in den Eingang A und in den Eingang B zwei identische Signale eingespeist. Aus den an den Ausgängen A' bzw. B' sowie am 0^o-Ausgang anliegenden Spannungen wird

$$S^*_{\omega,x_o}(x_o,0) = \frac{C_{\omega,x_o}(x_o,0)}{p^2_\omega(x_o,0)}$$

berechnet. $S^*_{\omega,x_o}(x_o,0)$ nimmt einen unterschiedlichen Wert an, je nachdem, ob es sich bei den in die Eingänge A und B eingespeisten identischen Signale um Gauß'sches Rauschen oder um einen reinen Sinus handelt. Die Kohärenzfunktion $S_{\omega,x_o}(x,R)$ wird dann entsprechend

$$S_{\omega,x_o}(x,R) = \frac{S^*_{\omega,x_o}(x,R)}{S^*_{\omega,x_o}(x_o,0)} \qquad (16)$$

berechnet, so daß die Bedingung $S_{\omega,x_o}(x_o,0) = 1$ erfüllt ist.

Überlagert man einem Rauschen einen reinen Sinus, wie es im angeregten Strahl der Fall ist, dann kann man durch geeignete Wahl der Filterbandbreite den reinen Sinus herausfiltern, d.h. durch Verkleinerung der Filterbandbreite ist es im angeregten Strahl immer möglich, daß $\tilde{p}_{\omega,x_o}(x,R) = p_\omega(x,R)$ wird und damit $S_{\omega,x_o}(x,R) = 1$ in einem beliebig ausgedehnten Freistrahlgebiet ist. Die Kohärenzfunktion wurde deshalb im angeregten Strahl nur zur Überprüfung der Meßergebnisse berechnet.

3.4 Test des Korrelators

Um die Wirksamkeit des Korrelators zu testen, wurden die in [12] beschriebenen Umfangskorrelationsmessungen nachgemessen. Die Messungen wurden an der von Fuchs und Armstrong benutzten Apparatur im natürlichen Strahl durchgeführt. In Abbildung 3 ist die normierte Spektralkomponente des Co-Spektrums der turbulenten Druckschwankungen in Umfangsrichtung als Funktion der Umfangswinkeldifferenz $\Delta\varphi$ in der Scherschichtmitte aufgetragen. Die Kreise und die Vierecke sind Messungen von Armstrong, wobei das Co-Spektrum auf verschiedene Art und Weise gemessen wurde. Die Kreuze entsprechen einer eigenen Messung mit dem in Abschnitt 3.2 beschriebenen Korrelator. Die sehr gute Übereinstimmung der verschiedenen Meßmethoden zeigt, daß das Co- und das Quad-Spektrum bzw. die Effektivwerte der Wechseldrucke mit dem Korrelator richtig gemessen werden können.

Bei gaußverteiltem Rauschen macht man bei der Messung des Effektivwertes einen statistischen Fehler ε, der die Abweichung des Effektivwertes vom Mittelwert beschreibt. Dieser Fehler ist gegeben durch:

$$\varepsilon = \frac{1}{\sqrt{T\ \Delta f}} \qquad (17)$$

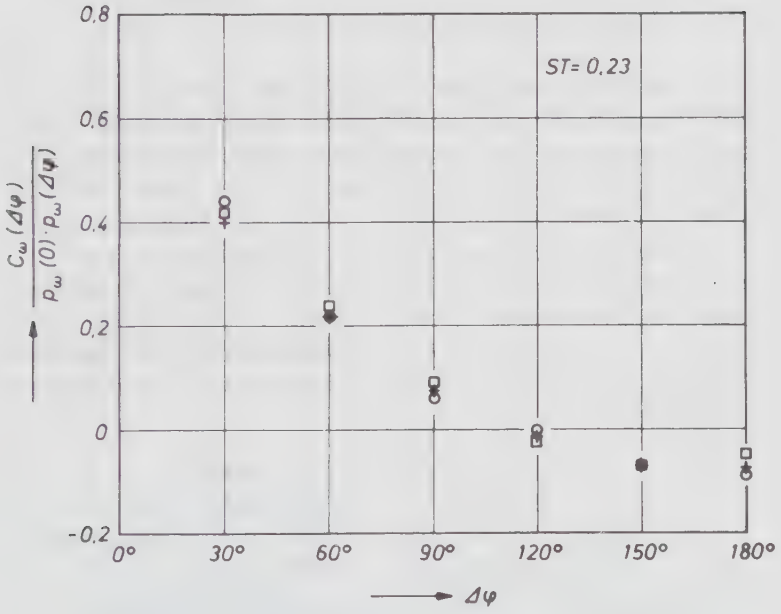

Abb. 3: Umfangskorrelation der turbulenten Druckschwankungen

feste Sonde: $\frac{X}{D} = 3$, $\frac{R}{D} = 0.5$

o	M = 0.2	Armstrong|12|	Δf = 31.5 Hz
□	M = 0.7		
+	M = 0.17	Eigene Messung	Δf = 24 Hz

Die in Abbildung 3 aufgetragenen Ergebnisse sind aus einer Messung mit einer Bandbreite Δf = 24 Hz und einer Mittelungszeit T = 120 sec berechnet. Sie sind deshalb mit einem statistischen Fehler von 2 % behaftet.

Nach Gleichung (12a) und (12b) wird das Quad-Spektrum zu Null, wenn die beiden in Eingang A und B eingespeisten Zeitfunktionen identisch sind. Dreht man die Phase der einen Zeitfunktion um 90°, dann wird das Co-Spektrum zu Null. Da ein Phasenschieber zur Verfügung stand, der die Phase um 90° mit einer Abweichung von weniger als 1 % drehte, konnte die Abweichung des Co- bzw. Quad-Spektrums von Null bestimmt werden. Die Resonanzverstärker des Korrelators konnten immer so abgeglichen werden, daß $Q_{\omega,x_o}(x_o,0) < 0.01\ C_{\omega,x_o}(x_o,0)$ für identische Zeitfunktionen, bzw. $C_{\omega,x_o}(x_o,0) < 0.01\ Q_{\omega,x_o}(x_o,0)$ für um 90°-phasenverschobene Zeitfunktionen galt.

4. Die Apparatur zur Messung des Wechseldruckes der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente und der mit dem Lautsprecher angeregten Instabilitätswelle

Da die in diesem Kapitel beschriebene Meßapparatur im DFVLR-Institut für Turbulenzforschung in Berlin aufgebaut ist, soll sie im folgenden auch kurz Berliner Apparatur genannt werden.

4.1 Der Meßkanal

Die benutzte Freistrahlanlage ist in Abbildung 4 zu sehen. Sie wird in [13] genauer beschrieben.

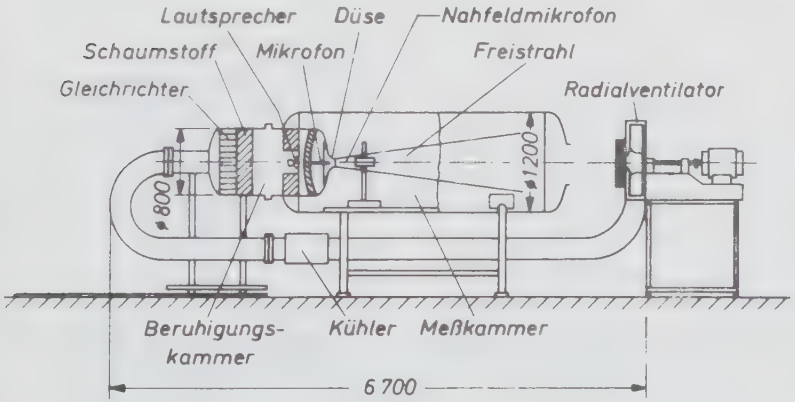

Abb. 4: Freistrahlanlage

Die Anlage wird so betrieben, daß der Radialventilator einen Überdruck in der Beruhigungskammer erzeugt, sodaß ein Freistrahl durch die Düse in die Meßkammer austritt. Der

Kanal konnte deshalb vor dem Radialventilator unterbrochen werden, um eventuell auftretende niederfrequente Eigenschwingungen des Kanals zu unterbinden. Der Radialventilator wurde über einen Regelkreis so angesteuert, daß die Drehzahl und damit die Strömungsgeschwindigkeit um weniger als 1 Promille schwankten. Ein Kühler sorgt für Temperaturkonstanz in der Meßkammer, deren Wände aus Stahl gebaut sind. Die benutzte Düse hatte einen Düsendurchmesser D = 7.5 cm. Damit ergibt sich als maximale Strömungsgeschwindigkeit u_o = 90 m/s. Das Anbringen eines Stolperdrahtes in der Düse hatte im Rahmen der Meßgenauigkeit keinen Einfluß auf die gemessenen Wechseldrucke.

4.2 Die Sondenanordnung

In Abbildung 5 ist die Sondenanordnung und die Düse im Maßstab 1:3 aufgetragen. Die Wechseldrucke im Strahl werden mit Hilfe zweier 1/4-Zoll B & K Kondensatormikrofone mit Nasenkonus gemessen. Die Mikrofone sind an zwei Hakensonden befestigt, die von unten bzw. von der Seite in den Strahl hineinragen. Eine Hakensonde wurde am Kanal direkt befestigt. Sie behielt ihren Ort während einer Meßreihe bei und wird deshalb im folgenden feste Sonde oder festes Mikrofon genannt. Die andere Hakensonde war auf einem Sondensupport angebracht und konnte in axialer und radialer Richtung verschoben werden. Sie wird im folgenden bewegliche Sonde oder bewegliches Mikrofon genannt. Die Positionierung der beiden Sonden war jeweils mit einer Genauigkeit von $\pm$ 1 mm in alle Richtungen möglich.

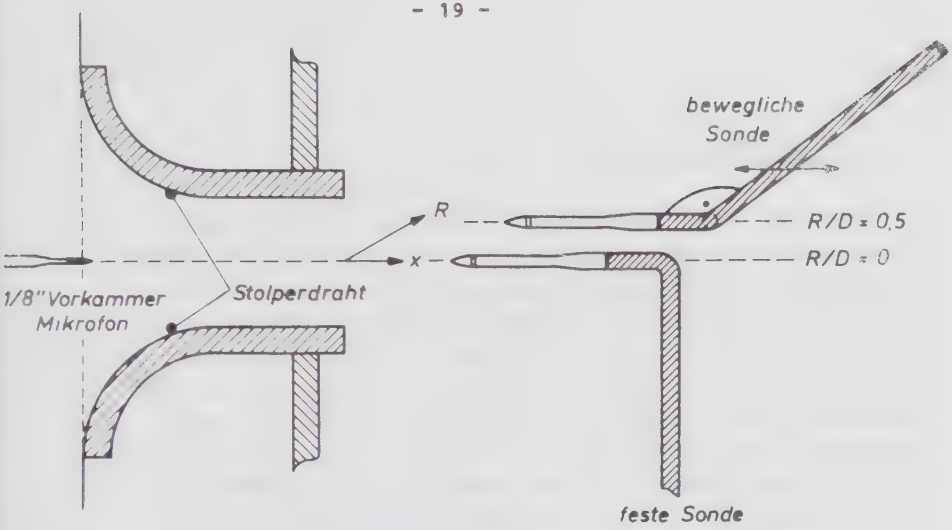

Abb. 5: Sondenanordnung im Freistrahl im Maßstab 1:3

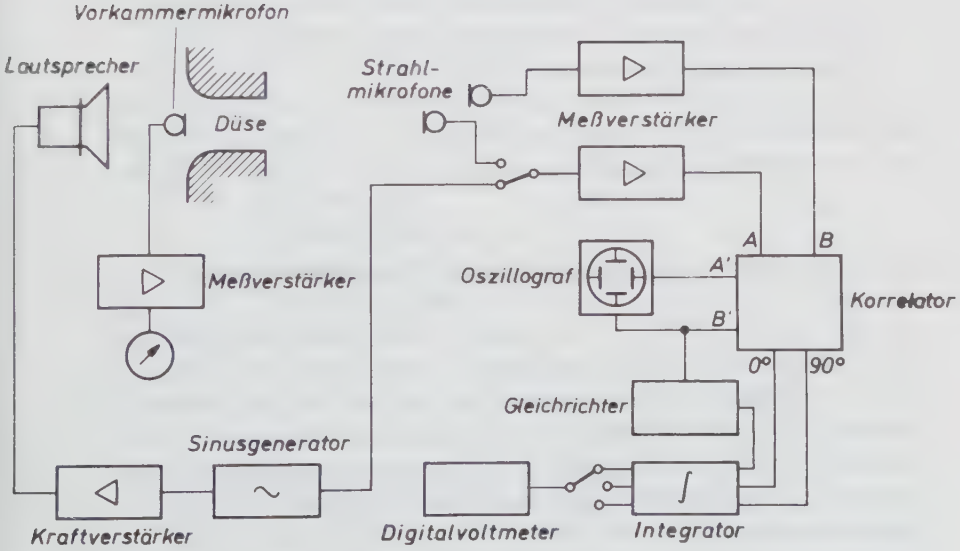

Abb. 6: Blockschaltbild der Meßapparatur

4.3 Der elektronische Teil

In Abbildung 6 ist das Blockschaltbild des elektronischen Teils der Anlage aufgezeichnet. Der Lautsprecher zur Anregung der Instabilitätswelle befindet sich in der Düsenvorkammer. Er wird über einen Kraftverstärker von einem Sinusgenerator so angesteuert, daß der Schallpegel am Ort des Vorkammermikrofons konstant bleibt. Damit ist gewährleistet, daß sich die Amplitude der anregenden Schallschnelle während einer Meßreihe nicht ändert. Das Vorkammermikrofon ist ein 1/8-Zoll B & K Kondensatormikrofon mit Nasenkonus und befindet sich in der Düseneintrittsebene auf der Verlängerung der Strahlachse (siehe Abbildung 5). Der Sinusgenerator kann gleichzeitig als Referenzsignalgeber für Kanal A des Korrelators bei Messungen im angeregten Strahl benutzt werden. Die Signale der beiden Mikrofone im Strahl werden von zwei B & K Meßverstärkern des Typs 2608 verstärkt und von dem im Abschnitt 3.2 beschriebenen Korrelator verarbeitet. Der Oszillograph dient zur Einstellung der beiden Resonanzfilter des Korrelators. Die an Ausgang B' anliegende Wechselspannung wird gleichgerichtet und gleichzeitig mit den am 0°- und 90°-Ausgang anliegenden Gleichspannungen auf einem Dreikanalintegrator integriert. Die Ausgangsspannungen des Integrators können am Digitalvoltmeter abgelesen werden.

4.4 Die Lautsprecher zur Anregung der Instabilitätswelle

Zur Anregung der Instabilitätswelle wurden zwei verschiedene Lautsprecher benutzt. In Abbildung 7 sind die Frequenzgänge beider Lautsprecher aufgetragen. Sie wurden mit dem Vorkammermikrofon bei einer Strömungsgeschwindigkeit von u_c = 90 m/s gemessen. Für Strouhalzahlen St $\leq$ 0.3 wurde der Lautsprecher benutzt, dessen Frequenzgang durch die gestrichelte Linie wiedergegeben ist. Dabei wurde ausgenutzt, daß bei einer Frequenz von f = 120 Hz der Anregungspegel um mehr als 20 dB

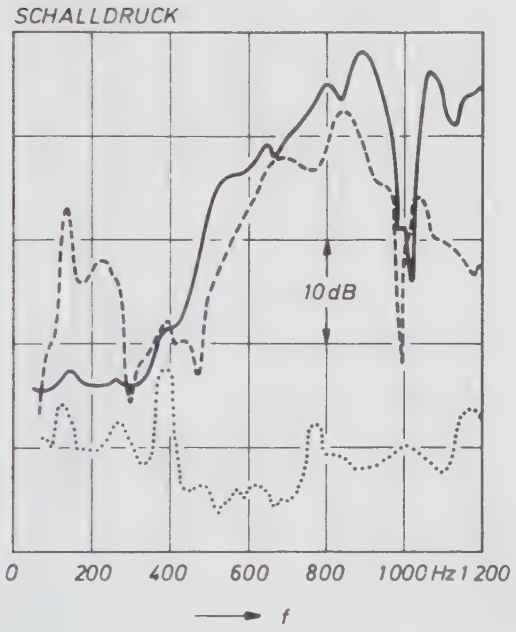

Abb. 7: Frequenzgänge der Lautsprecher bei u_o = 90 m/s
in der Vorkammer Δf = 31.6 Hz
—— Lautsprecher für St ≥ 0.4
--- Lautsprecher für St < 0.4
... ohne Lautsprecher

über dem Vorkammerlärm (gepunktete Linie) liegt. Bei einer Strömungsgeschwindigkeit u_o = 9o m/s entspricht f = 12o Hz gerade einer Strouhalzahl St = o.1. Für St = o.2 und St = o.3 wurde die Anregungsfrequenz von f = 12o Hz beibehalten und die Strömungsgeschwindigkeit entsprechend erniedrigt. Für Strouhalzahlen St $\geq$ o.4 wurde der Lautsprecher zur Anregung benutzt, dessen Frequenzgang durch die ausgezogene Linie wiedergegeben ist. Der Pegel des von ihm abgestrahlten Schalls liegt ab etwa 5oo Hz deutlich über dem Lärmpegel in der Vorkammer.

4.5 Das mittlere Strömungsprofil des Freistrahls

In Abbildung 8 sind die radialen Verteilungen der mittleren axialen Strömungsgeschwindigkeit aufgetragen, wie sie mit einem Prandtlrohr gemessen worden sind. Parameter ist der Abstand $\frac{x}{D}$ des Prandtlrohres von der Düsenebene. Die Düsenaustrittsgeschwindigkeit beträgt u_o = 9o m/s. Für alle Abstände $\frac{x}{D}$ sind die Profile recht gut symmetrisch. Außerdem stimmen die Strahlachse und die Achse des Sondensupports überein. Bei der Anregung von Instabilitätswellen mit beiden Lautsprechern konnte im Rahmen der Meßgenauigkeit keine Änderung des mittleren Strömungsprofils beobachtet werden.

4.6 Das Spektrum der Wechseldrucke im Freistrahl

Einen Überblick über die Turbulenzeigenschaften des Freistrahls geben die Spektren des Wechseldruckes im Strahl. In Abbildung 9a sind bei einer Machzahl M = o.25 die Frequenzspektren für drei verschiedene Abstände $\frac{x}{D}$ mit willkürlichem Nullpunkt übereinander aufgetragen. Das Mikrofon befand sich einmal in der Scherschichtmitte (durchgezogene Linien) und einmal auf der Strahlachse (gestrichelte Linien) am gleichen Ort $\frac{x}{D}$. Der Pegelunterschied zwischen jeweils

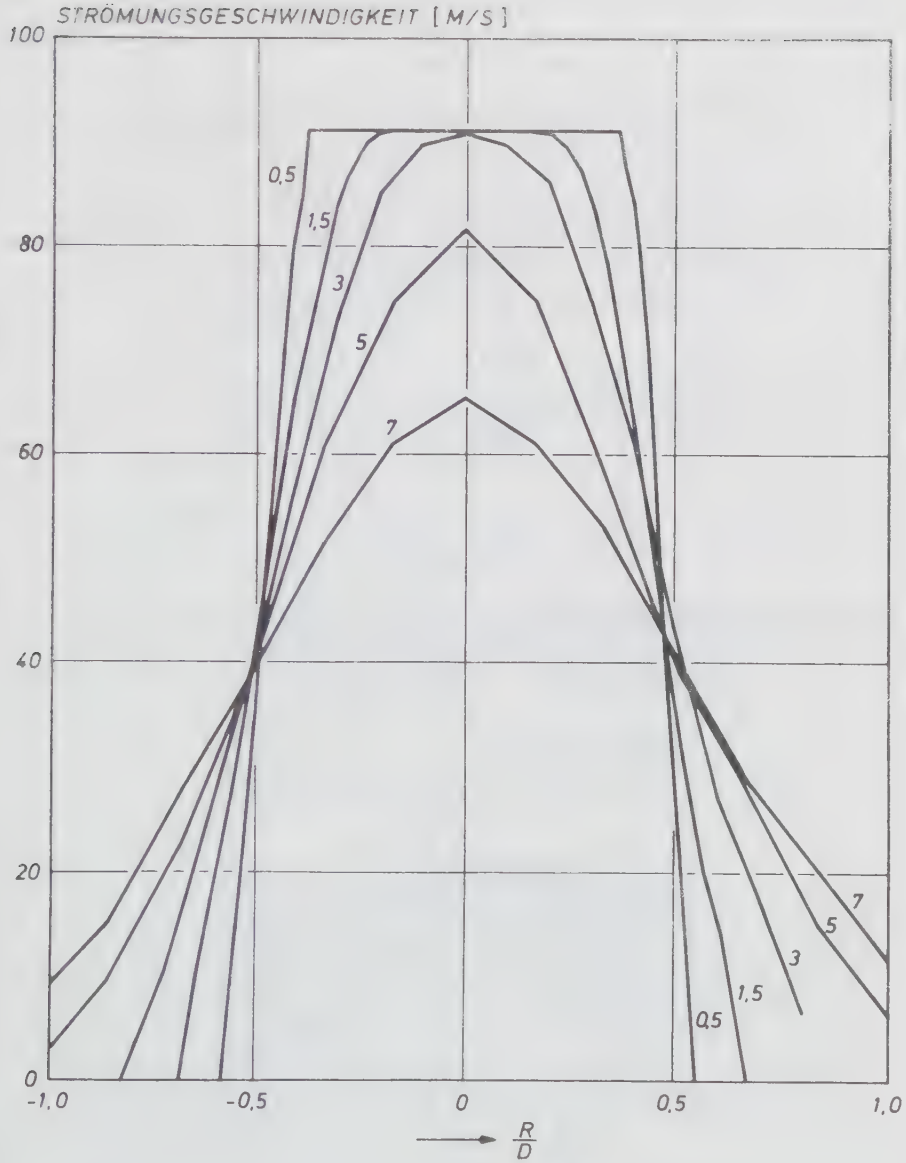

Abb. 8: Radiale Geschwindigkeitsprofile in Abhängigkeit vom Abstand $\frac{x}{D}$ von der Düse
u_o = 90 m/s

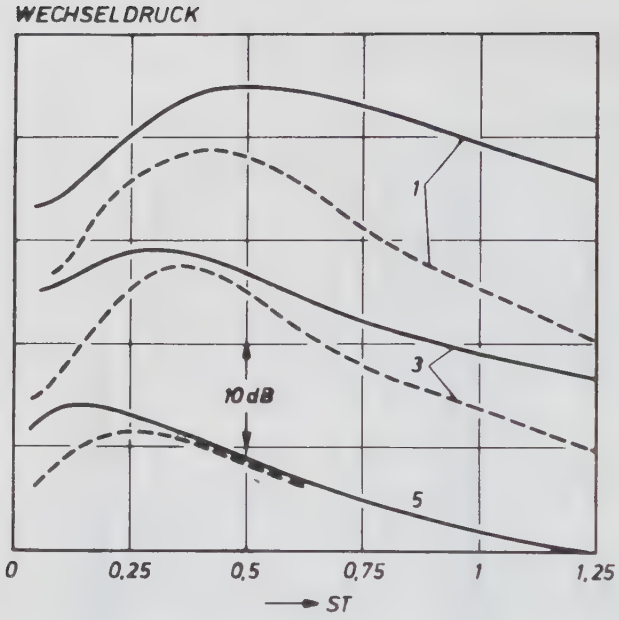

Abb. 9a: Frequenzspektren des natürlichen Freistrahls in Abhängigkeit vom Abstand $\frac{x}{D}$ von der Düse. M = 0.25
—— R/D = 0.5 --- R/D = 0

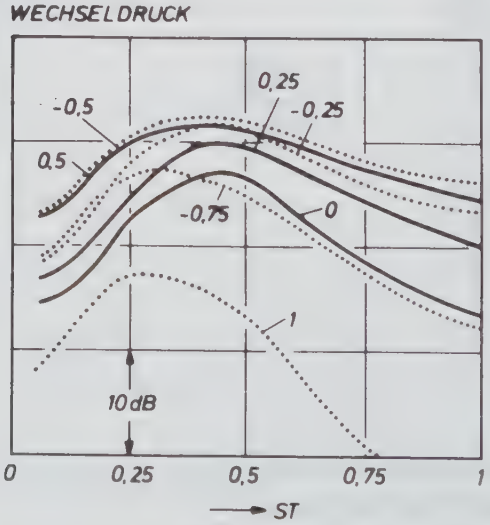

Abb. 9b: Frequenzspektren des natürlichen Freistrahls in Abhängigkeit vom Abstand $\frac{R}{D}$ von der Strahlachse M = 0.25
$\frac{x}{D}$ = 1.5

zusammengehörigen Spektren ist dabei richtig wiedergegeben. Das Mikrofonsignal wurde mit einer Bandbreite $\Delta f = 31.6$ Hz spektral zerlegt und mit einem Pegelschreiber aufgezeichnet. Erwartungsgemäß verschiebt sich das Maximum der Spektren mit wachsendem $\frac{x}{D}$ zu kleineren Strouhalzahlen, d.h. das Maximum der tieffrequenten Turbulenzelemente liegt weiter stromab als das Maximum der hochfrequenten Turbulenzelemente.

In Abbildung 9b sind die bei gleicher Machzahl $M = 0.25$ und gleicher Filterbandbreite $\Delta f = 31.6$ gemessenen Frequenzspektren für verschiedene radiale Abstände $\frac{R}{D}$ aufgetragen, wobei der axiale Abstand $\frac{x}{D} = 1.5$ unverändert blieb.

Die Messungen, deren Ergebnisse in Abbildung 9a und 9b aufgetragen sind, wurden mit der beweglichen Sonde ausgeführt, ohne daß sich die feste Sonde im Strahl befand. Stören sich bei den Korrelationsmessungen im Strahl beide Sonden gegenseitig, dann wäre ein kleines Indiz dafür eine Veränderung der Spektren in Abbildung 9a und 9b, wenn zusätzlich die feste Sonde im Strahl angebracht wird. Eine solche Änderung konnte jedoch selbst bei extremster Stellung der beiden Sonden zueinander (z.B. die bewegliche Sonde fast hinter der festen Sonde) nicht beobachtet werden.

Weiterhin wurde untersucht, ob die Anregung der Instabilitätswelle das Spektrum auch bei Frequenzen beeinflußt, bei denen nicht angeregt wurde. Bei der gewählten Bandbreite von 31.6 Hz wurde jedoch keine Änderung bemerkt. Die Anregungsstärke war also so gering, daß die von Bechert [14] beobachteten Nichtlinearitäten nicht auftraten. (Im übrigen wurden bei der gewählten Bandbreite auch keine Harmonischen der Anregungsfrequenz im Strahl bemerkt.)

4.7 Der Kennzahlbereich

Die Messungen im angeregten und im natürlichen Freistrahl wurden im Strouhalzahlbereich

$$0.1 \leq St \leq 1.5$$

durchgeführt. Die Strouhalzahl ist definiert durch

$$St = \frac{f \cdot D}{u_o}$$

Der Düsendurchmesser D war mit 7.5 cm fest vorgegeben. Die Frequenz f ist durch die Mittenfrequenz der Resonanzfilter des Korrelators bestimmt, die im angeregten Strahl gleich der Anregungsfrequenz ist. Vom akustischen Standpunkt her wäre es am sinnvollsten, bei möglichst tiefen Frequenzen anzuregen, da dann die Wellenlänge des anregenden Schallfeldes groß gegen die Strahlausdehnung ist, d.h. der Freistrahl befindet sich im Nahfeld der Schallquelle. Im Nahfeld eines Strahlers nimmt der Schalldruck mit $1/r^2$ ab gegenüber $\frac{1}{r}$ im Fernfeld. Für tiefe Frequenzen ist deshalb das anregende Schallfeld in einem kleineren Bereich hinter der Düsenaustrittsebene störender vorhanden als bei hohen Frequenzen.

Allerdings wird bei konstanter Strouhalzahl mit abnehmender Frequenz auch die Strömungsgeschwindigkeit kleiner. Je kleiner die Strömungsgeschwindigkeit ist, um so kleiner wird auch der absolute Pegel der Wechseldrucke im Strahl. Dadurch werden die Meßergebnisse im Strahl anfälliger gegen Störungen, die von außen in die Meßkammer gelangen. Deshalb wurden die Messungen möglichst bei der maximalen Strömungsgeschwindigkeit

$$u_o = 90 \text{ m/s}$$

durchgeführt. Das entspricht einer Machzahl von

$$M = 0.26$$

und einer Reynoldszahl von

$$Re = 450\,000.$$

Im Strouhalzahlbereich o.4 $\leq$ St $\leq$ 1 wurden die Messsungen bei maximaler Strömungsgeschwindigkeit durchgeführt, da ab f $\geq$ 5oo Hz ein genügend großer Anregungspegel erreicht werden konnte. Da die obere Grenzfrequenz des Korrelators bei 12oo Hz liegt, mußten die Messungen für St > 1 bei entsprechend kleineren Strömungsgeschwindigkeiten durchgeführt werden. Bei St = 1.5 betrug die Strömungsgeschwindigkeit u_o = 6o m/s, d.h. M = o.18.

Für Strouhalzahlen St < o.4 konnte nur bei einer Anregungsfrequenz f = 12o Hz eine genügend große Amplitude der anregenden Schnelle erreicht werden. Für diese Messungen wurde die Strömungsgeschwindigkeit ebenfalls entsprechend geregelt. Diese Prozedur ist möglich, da z.B. nach [12] die Machzahl keinen Einfluß auf die Druckkorrelationen und die relativen Pegel der Druckspektren im Freistrahl hat.

5. Die axialsymmetrische Komponente der großräumigen Turbulenzstrukturen

Führt man die in Kapitel 3 beschriebenen Korrelationsmessungen auf der Strahlachse durch, so erhält man den kohärenten Wechseldruckanteil in Abhängigkeit vom Abstand der beiden Sonden und in Abhängigkeit vom Ort der festen Sonde. Auf der Strahlachse mitteln sich die Druckanteile der nichtaxialsymmetrischen Druckkomponenten heraus. Aus geometrischen Gründen ist es unmöglich, beide Mikrofone auf der Strahlachse anzubringen. Bei den Messungen in Achsenrichtung wurde deshalb die feste Sonde auf der Strahlachse ($\frac{R}{D} = o$) befestigt. Die bewegliche Sonde wurde so am Sondensupport angebracht, daß das Mikrofon in der Mitte der Scherschicht ($\frac{R}{D} = o.5$) bewegt wurde (siehe Abbildung 5 in Abschnitt 4.2).

Bei dieser Sondenanordnung wird die axialsymmetrische Turbulenzkomponente durch ihren Betrag und ihre Phase in der Scherschichtmitte beschrieben. Die Kohärenzfunktion erreicht nicht mehr den Wert 1, da beide Mikrofone in radialer Richtung um $\frac{D}{2}$ versetzt sind, wenn sie sich in der gleichen Ebene senkrecht zur Strahlachse befinden. In Abbildung 1o ist die radiale Kohärenzfunktion für St = o.5 aufgetragen. Auf der Strahlachse hat sie laut Definition den Wert 1, da dort beide Mikrofone am gleichen Ort sind. Mit wachsendem $\frac{R}{D}$ wird der Wert der Kohärenzfunktion kleiner, er erreicht ein Minimum etwa in der Scherschichtmitte und nimmt dann wieder zu. Der genaue Verlauf der radialen Kohärenzfunktion hängt von der Ebene quer zum Strahl ab, in der gemessen wurde.

Die Unsicherheit in der Positionierung der festen Sonde von ±1 mm auf der Strahlachse in radialer Richtung führt eventuell dazu, daß die Wechseldrucke der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente etwas zu groß gemessen werden. An Abbildung 1o läßt

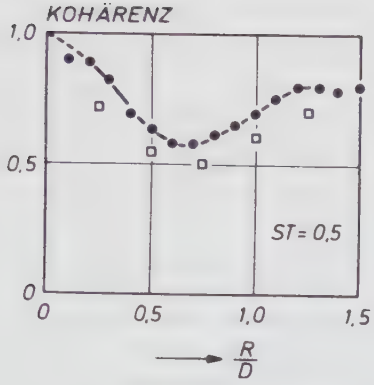

Abb. 10: Radiale Kohärenzfunktion

• M = 0.12 feste Sonde $\frac{x}{D}$ = 3

□ M = 0.23 feste Sonde $\frac{x}{D}$ = 1.75 [5]

sich jedoch abschätzen, daß dieser Fehler vernachlässigbar klein ist, da in 1 mm Entfernung von der Strahlachse die Kohärenzfunktion noch mit genügender Genauigkeit 1 ist.

In Abbildung 11 ist ein typisches Meßergebnis für M = o.25 und St = o.4 in axialer Richtung aufgetragen. Das feste Mikrofon befand sich bei $\frac{x}{D}$ = 2 auf der Strahlachse. Die mit den beiden Mikrofonen gemessenen Wechseldrucke wurden mit einer Bandbreite von Δf = 1o Hz gefiltert. Der Betrag und die Phase des kohärenten Wechseldruckanteils sowie die Kohärenzfunktion wurden nach dem in Abschnitt 3.3 beschriebenen Verfahren berechnet.

Die Kohärenzfunktion erreicht nicht den Wert 1, wie schon an Abbildung 1o deutlich wurde; sie erreicht allerdings für diese Sondenanordnung ihren maximalen Wert von ≈ o.6, wenn sich das bewegliche Mikrofon in der gleichen Ebene senkrecht zur

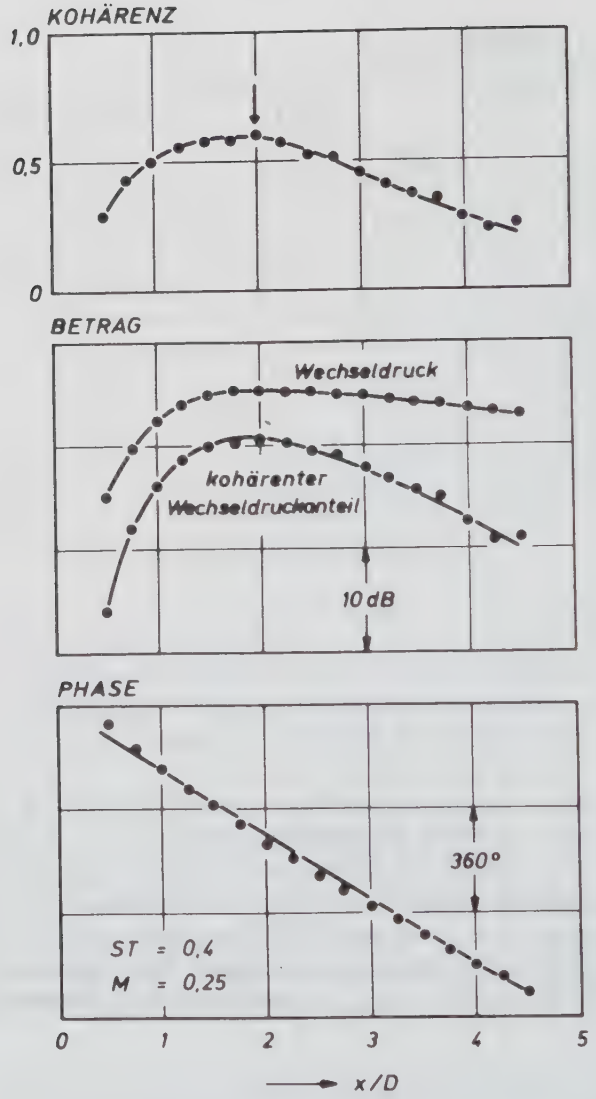

Abb. 11: Kohärenter Wechseldruckanteil in der Scherschichtmitte
Ort der festen Sonde: R/D = 0, $\frac{x}{D}$ = 2 (↓) Δf = 10 Hz

Strahlachse befindet wie das feste Mikrofon. Die berechnete Kohärenzfunktion ist unabhängig von der Bandbreite, mit der die beiden Mikrofonsignale gefiltert wurden, solange die Bandbreiten nicht wesentlich größer als 10 % der Filtermittenfrequenz werden. Dieses experimentell gefundene Ergebnis wird verständlich, wenn man sich die Frequenzspektren in Abbildung 9a und 9b ansieht, innerhalb dieser Bandbreite ist der Frequenzverlauf mit genügender Genauigkeit gerade. Eine Machzahlabhängigkeit der Kohärenzfunktion konnte ebenfalls nicht festgestellt werden. Die Machzahl drückt sich nur im absoluten Pegel der im Strahl gemessenen Wechseldrucke aus.

Der Betrag des gesamten Wechseldruckes in der Scherschichtmitte und der Betrag des kohärenten Wechseldruckanteils in der Scherschichtmitte sind im willkürlichen dB-Maßstab, jedoch in ihrer relativ richtigen Lage zueinander, aufgetragen. Teilt man in einem linearen Maßstab die untere durch die obere Kurve, erhält man gerade die Kohärenzfunktion.

Die Phase des kohärenten Wechseldruckanteils entspricht gerade einer Ausbreitungsgeschwindigkeit von $u_{PH} = 0.62\ u_o$.

5.1 Der Einfluß von Kanalstörungen

Die in Abbildung 9a und 9b in Abschnitt 4.2 aufgetragenen Frequenzspektren sind im Rahmen der Meßgenauigkeit nur auf die Druckschwankungen im Strahl zurückzuführen, die durch turbulente Vermischung in der Scherschicht entstehen. An dem gepunkteten Frequenzgang in Abbildung 7 in Abschnitt 4.4 erkennt man jedoch, daß in der Vorkammer bei Strömungsüberlagerung ein Störpegel vorhanden ist, der im wesentlichen durch den Radialventilator erzeugt wird.

Um sicherzugehen, daß diese Kanalstörungen keinen Einfluß auf die axialsymmetrische Turbulenzkomponenten haben, indem sie sie z.B. verstärkt anfachen, wurden Korrelationsmessungen

der Vorkammerwechseldrucke und der Strahlwechseldrucke für verschiedene Strouhalzahlen durchgeführt. Als Referenzsonde wurde dabei das Vorkammermikrofon benutzt. Der Ort des Vorkammermikrofons ist in Abbildung 5 in Abschnitt 4.2 eingezeichnet.

Ein typisches Meßergebnis für St = 0.5 und M = 0.24 ist in Abbildung 12 aufgetragen. Die bewegliche Sonde befand sich einmal auf der Strahlachse (□) und einmal in der Scherschichtmitte (Δ). Auf der Strahlachse nimmt die Kohärenzfunktion von 1 am Ort der festen Sonde kontinuierlich ab und ist für Werte von $\frac{x}{D} \geq 1.5$ vernachlässigbar klein. In der Scherschicht geschieht dieses Abklingen schneller, hier ist die Kohärenzfunktion bereits für Werte von $\frac{x}{D} \geq 0.5$ genügend klein.

Der Betrag des mit den Vorkammerwechseldrucken kohärenten Wechseldruckanteils auf der Strahlachse schwankt um einen relativ konstanten Pegel. Für $\frac{x}{D} > 2$ liegt dieser Pegel um 30 dB unter dem Pegel des gesamten Wechseldruckes auf der Strahlachse (·) und damit in der Größenordnung des Meßfehlers. Die Phase des kohärenten Anteils auf der Strahlachse ist nicht mit Phasenverläufen vergleichbar, die sich bei Korrelationsmessungen ergaben, bei denen sich beide Sonden im Strahl befanden (siehe z.B. Abbildung 11). Die Beträge und die Phasen des mit den Vorkammerwechseldrucken kohärenten Wechseldruckanteils in der Scherschichtmitte sind nicht eingezeichnet, da sie keinen wesentlich anderen Verlauf haben als die eingezeichneten Beträge und Phasen auf der Strahlachse.

An den in Abbildung 12 aufgetragenen Kurven erkennt man, daß zwar Kanalstörungen im Strahl vorhanden sind, daß sie jedoch keinen Einfluß auf die in der Scherschicht durch turbulente Vermischung entstehenden Wechseldruckschwankungen haben. Der Pegel der Kanalstörungen im Strahl wird mit wachsendem $\frac{x}{D}$ sehr schnell vernachlässigbar klein gegen den Pegel des gesamten Wechseldruckes und beeinflußt die Meßer-

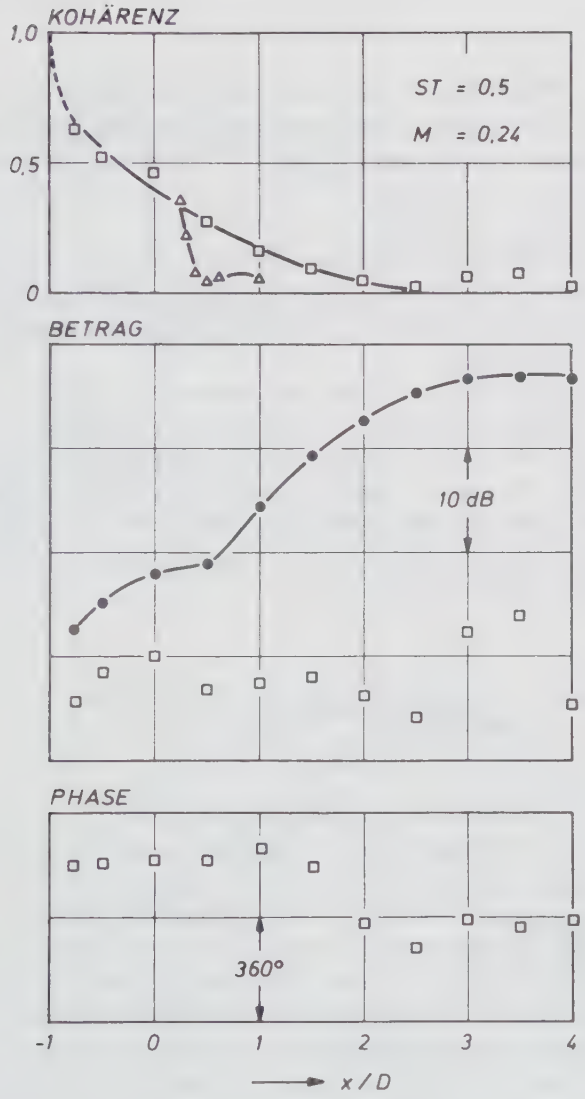

Abb. 12: Kohärenter Wechseldruckanteil auf der Strahlachse (□)
und in der Scherschichtmitte (Δ)
feste Sonde: Vorkammermikrofon
• Natürlicher Strahl

gebnisse nicht. Nur wenn das feste und das bewegliche Mikrofon sehr dicht an der Düse angebracht sind, ist ein Einfluß der Kanalstörungen zu erwarten.

5.2 Der kohärente Wechseldruckanteil im Strahl in Abhängigkeit vom Ort der festen Sonde und die sich daraus ergebende Definition der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente

In Abbildung 13 ist der Betrag des kohärenten Wechseldruckanteils in der Scherschichtmitte für St = 0.5 und M = 0.23 in Abhängigkeit vom Ort der festen Sonde (↓) auf der Strahlachse aufgetragen. Die Kurven werden so normiert, daß die ansteigenden Äste ungefähr übereinander liegen. Der Kurvenverlauf wird breiter, je weiter der Ort der festen Sonde von der Düsenaustrittsebene entfernt ist.

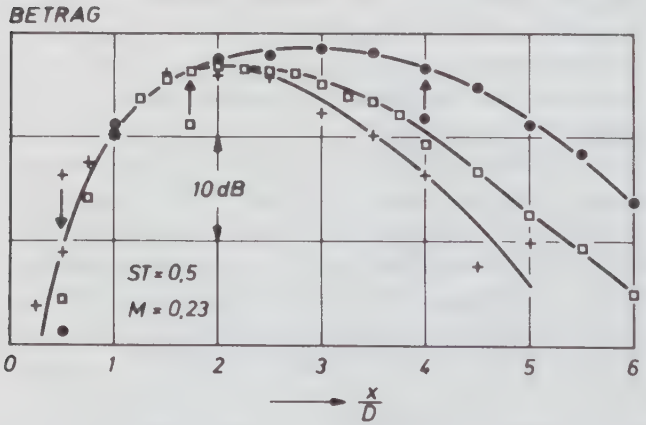

Abb. 13: Betrag des kohärenten Wechseldruckanteils als Funktion des Ortes der festen Sonde (↓)

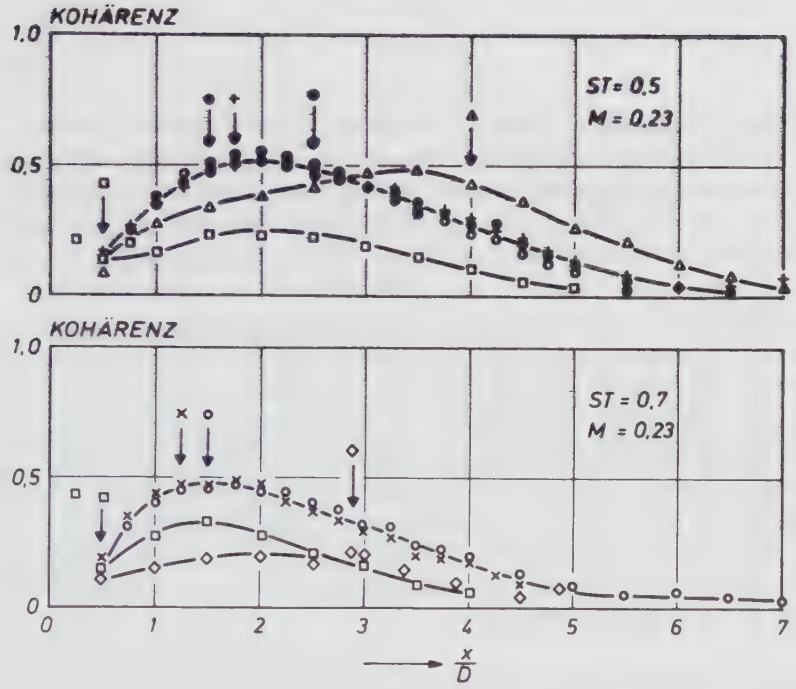

Abb. 14: Kohärenzfunktion in Abhängigkeit vom Ort der festen Sonde (↓)

Die Abhängigkeit des kohärenten Wechseldruckanteils vom Ort der festen Sonde wird besonders an Abbildung 14 deutlich. Dort ist die Kohärenzfunktion in der Scherschichtmitte für St = 0.5 und St = 0.7 aufgetragen. Der Ort der festen Sonde wird durch die Pfeile (↓) markiert. Auffällig ist, daß der Ort des Maximums nicht unbedingt dort liegt, wo das feste und bewegliche Mikroton den kleinsten Abstand haben, d.h. dort, wo sich beide Mikrofone in der gleichen Ebene senkrecht zur Strahlachse befinden. Die Kohärenzfunktion ändert ihre Form zum Teil erheblich, wenn man die feste Sonde auf der Strahlachse bei konstanter Machzahl und Strouhalzahl verschiebt.

Es gibt jedoch einen gewissen Bereich auf der Strahlachse, in dem der Ort der festen Sonde variiert werden kann, ohne daß sich die Kohärenzfunktion und der Betrag des kohärenten

Wechseldruckanteils ändern. Für St = 0.5 z.B. ist die Kohärenzfunktion und damit auch der Betrag des kohärenten Wechseldruckanteils im Rahmen der Meßgenauigkeit unabhängig davon, ob die feste Sonde bei $\frac{x}{D} = 1.5$, $\frac{x}{D} = 1.75$ oder $\frac{x}{D} = 2.5$ auf der Strahlachse befestigt ist. Das gleiche Ergebnis erhält man auch für St = 0.7. Dieser Bereich, in dem die Kohärenzfunktion und der Betrag des kohärenten Wechseldruckanteils unabhängig vom Ort der festen Sonde sind, wird markiert durch das Maximum der bei gleicher Strouhalzahl künstlich angeregten Instabilitätswelle in der Scherschichtmitte. (Die künstlich angeregte Instabilitätswelle wird Kapitel 6 ausführlich beschreiben.) Die Ausdehnung des Bereiches ist abhängig von der Form des Maximums der Instabilitätswelle, je breiter und flacher das Maximum ist, umso breiter ist auch der Bereich ausgedehnt, in dem die Meßergebnisse unabhängig vom Ort der festen Sonde sind.

Je weiter man das feste Mikrofon auf der Strahlachse vom Ort des Maximums der Instabilitätswelle in der Scherschichtmitte entfernt, umso mehr verändern sich auch die Kohärenzfunktionen und der Betrag des kohärenten Wechseldruckanteils. Der Wert des Maximums nimmt immer mehr ab, gleichzeitig verschiebt sich der Ort, an dem das Maximum auftritt, in Richtung auf den Ort des festen Mikrofons.

Die Phasenänderung und damit die Ausbreitungsgeschwindigkeit des kohärenten Wechseldruckanteils in Achsenrichtung ist unabhängig vom Ort der festen Sonde auf der Strahlachse. Eine Änderung des Ortes des festen Mikrofons bedeutet lediglich einen unterschiedlichen Nullphasenwinkel.

Die in Abbildung 13 und 14 eingezeichneten Meßergebnisse zeigen deutlich, daß der kohärente Wechseldruckanteil in der Scherschichtmitte nicht eindeutig festgelegt ist. Der Betrag des kohärenten Wechseldruckanteils ist in Achsenrichtung sowohl in seiner Form als auch in seinem Anteil am Gesamtdruck abhängig vom Ort der festen Sonde.

Dieses Ergebnis erscheint plausibel, wenn man von der Vorstellung ausgeht, daß sich der Wechseldruck $p_\omega(x,R,t)$ im Strahl aus einem Anteil $\tilde{p}^*_\omega(x,R,t)$ mit einer großen Kohärenzlänge und einem Anteil $p^*_\omega(x,R,t)$ mit einer kleinen Kohärenzlänge zusammensetzt.

$$p_\omega(x,R,t) = \tilde{p}^*_\omega(x,R,t) + p^*_\omega(x,R,t) \tag{18}$$

$\tilde{p}^*_\omega(x,O,t)$ entspricht auf der Strahlachse der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente. Da $p^*_\omega(x,R,t)$ in der Umgebung der festen Sonde ebenfalls völlig kohärent ist, kann man dort $\tilde{p}^*_\omega(x,R,t)$ und $p^*_\omega(x,R,t)$ nicht voneinander trennen. Für genügend große Sondenabstände ergibt sich bei den Korrelationsmessungen:

$$\begin{aligned} &\overline{p_\omega(x_o,R_o,t) \cdot p_\omega(x,R,t)} = \\ &= \overline{\left[\tilde{p}^*_\omega(x_o,R_o,t) + p^*_\omega(x_o,R_o,t)\right]\left[\tilde{p}^*_\omega(x,R,t) + p^*_\omega(x,R,t)\right]} \\ &= \overline{\tilde{p}^*_\omega(x_o,R_o t) \cdot \tilde{p}^*_\omega(x,R,t)} \end{aligned} \tag{19}$$

Die zeitlich gemittelten Produkte

$$\overline{\tilde{p}^*_\omega(x_o,R_o,t) \cdot p^*_\omega(x,R,t)}, \quad \overline{p^*_\omega(x_o,R_o,t) \cdot \tilde{p}^*_\omega(x,R,t)} \quad \text{und}$$

$$\overline{p^*_\omega(x_o,R_o,t) \cdot p^*_\omega(x,R,t)}$$

verschwinden.

Berechnet man nach Gleichung (14) den Betrag des kohärenten Wechseldruckanteils $\tilde{p}_{\omega,x_o}(x,R)$ für große Mikrofonabstände, dann ist der Zähler zwar unabhängig von $p^*_\omega(x,R,t)$, im Nenner dagegen ist neben $\tilde{p}^*_\omega(x_o,O)$ auch $p^*_\omega(x_o,O)$ enthalten. Da $p^*_\omega(x,R)$ abhängig vom Ort im Strahl ist, wird $\tilde{p}_{\omega,x_o}(x,R)$ abhängig vom Ort der festen Sonde. Die gleiche Überlegung gilt auch für die Kohärenzfunktion.

Aus Abbildung 14 folgt, daß $p^*_\omega(x,R)$ am kleinsten wird, wenn sich die feste Sonde an dem Ort auf der Strahlachse befindet, an dem die künstlich angeregte Instabilitätswelle ihr Maximum in der Scherschichtmitte hat. Für diesen Ort der festen Sonde hat die Kohärenzfunktion im Maximum ihren größten Wert. Deshalb wird angenommen, daß der Betrag der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente am besten angenähert wird, wenn sich das feste Mikrofon im Maximum der Instabilitätswelle auf der Strahlachse befindet.

Unter der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente soll deshalb im folgenden immer derjenige kohärente Wechseldruckanteil $\tilde{p}_{\omega,x_o}(x,R)$ verstanden werden, bei dem sich das feste Mikrofon an dem Ort x_o auf der Strahlachse befindet, an dem die künstlich angeregte Instabilitätswelle ihr Maximum in der Scherschichtmitte hat. Die bewegliche Sonde wird in der Scherschichtmitte bewegt.

Es sei noch auf die beiden Messungen in Abbildung 14 hingewiesen, bei denen die feste Sonde bei $\frac{x}{D} = 0.5$ auf der Strahlachse befestigt war. Befindet sich die bewegliche Sonde bei $\frac{x}{D} = 0.25$ in der Scherschichtmitte, dann ist sowohl für St = 0.7 als auch für St = 0.5 ein deutliches Anwachsen der Kohärenzfunktion zu beobachten. Dieses Anwachsen stimmt sehr gut mit der in Abschnitt 5.1 in Abbildung 12 wiedergegebenen Messung überein und ist auf Kanalstörungen zurückzuführen.

5.3 Die axialsymmetrische Turbulenzkomponente in Abhängigkeit von der Strouhalzahl

In Abbildung 15 sind die Kohärenzfunktion, der Betrag und die Phase der nach Abschnitt 5.2 definierten axialsymmetrischen Turbulenzkomponente für die Strouhalzahlen St = 0.1, St = 0.5, St = 0.8, St = 1 und St = 1.25 aufgetragen. Der Ort der festen Sonde auf der Strahlachse ist durch die Pfeile gekennzeichnet.

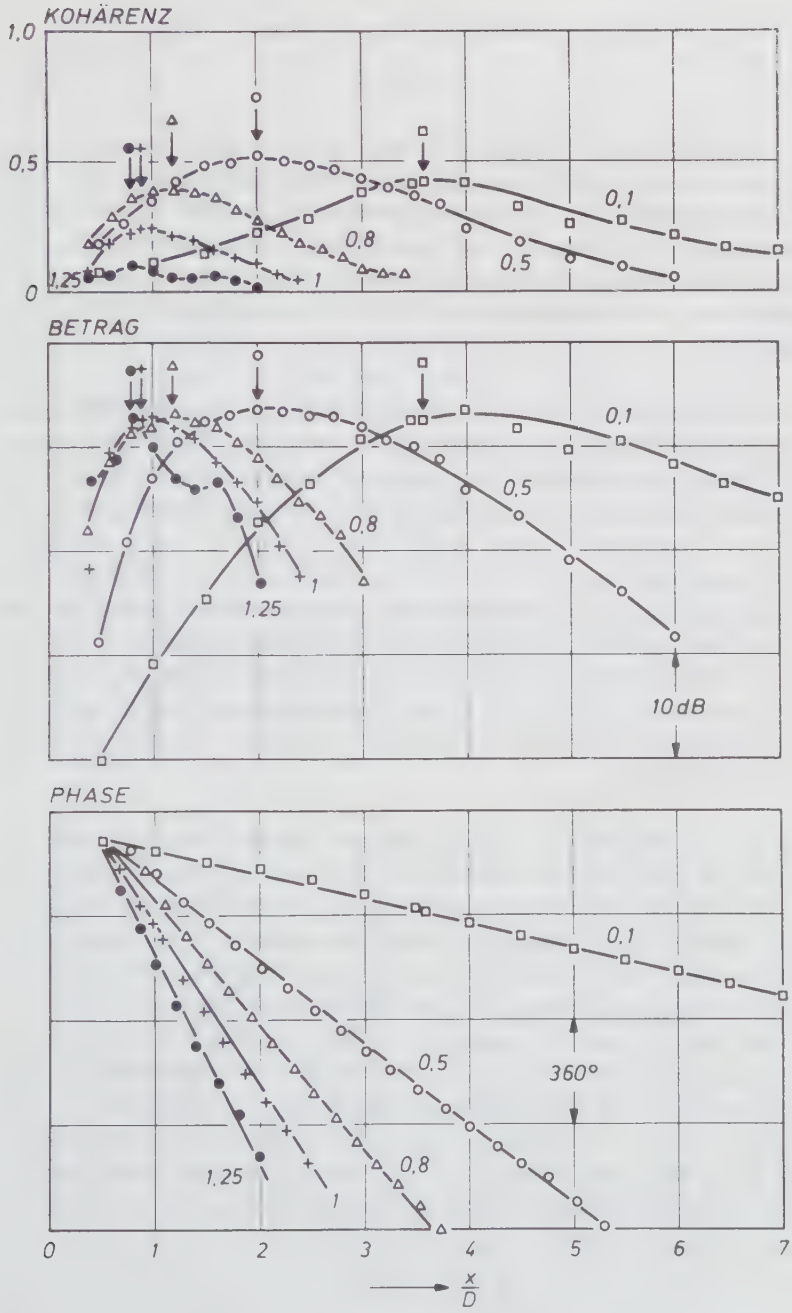

Abb. 15: Axialsymmetrische Turbulenzkomponente als Funktion der Strouhalzahl (↓ = Ort der festen Sonde)

Das Maximum der Kohärenzfunktion hat seinen größten Wert bei St ≈ 0.5, d.h. der Druckanteil der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente in der Scherschichtmitte ist für diese Strouhalzahl am größten. Mit abnehmender und anwachsender Strouhalzahl wird das Maximum kleiner. Für St $\geq$ 1.25 geht der Anteil der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente im Strahl gegen 0.

Die Beträge wurden so normiert, daß ihre Maxima etwa den gleichen Wert haben. Es zeigt sich, daß, wie im Fall der Kohärenzfunktion,die Ausdehnung der Betragskurven in Achsenrichtung mit zunehmender Strouhalzahl immer geringer wird.

Die Phasen wurden so verschoben, daß für alle Strouhalzahlen bei $\frac{x}{D}$ = 0.5 die axialsymmetrischen Turbulenzkomponenten gleiche Phasen haben. Die aus der Phasenänderung berechnete Ausbreitungsgeschwindigkeit ergab für alle Strouhalzahlen etwa den gleichen Wert von $u_{PH} \approx 0.65\ u_o$. Eine genauere Auswertung der Phasengeschwindigkeiten wird in Abbildung 22 in Abschnitt 7.1 vorgenommen.

Aus den in Abbildung 15 aufgetragenen Kurven kann man noch nicht auf die Schallabstrahlung der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente in Abhängigkeit von der Strouhalzahl schließen. Eine größere Ausdehnung der Strukturen in Achsenrichtung oder ein größerer Anteil der Strukturen am Wechseldruck im Strahl bedeuten noch nicht, daß diese Strukturen auch mehr Schall abstrahlen. So würde z.B. ein in Achsenrichtung unendlich ausgedehntes Muster mit konstanter oder exponentiell anwachsender bzw. abklingender Amplitude und konstanter Phasenänderung überhaupt keinen Schall abstrahlen. Wichtig für die Schallabstrahlung ist die Abweichung des Anwachsens bzw. Abklingens des Betrages von einem exponentiellen bzw. konstanten Verhalten.

Aus den in Abbildung 15 aufgetragenen Kurven ließe sich zwar prinzipiell die Änderung der Schallabstrahlung der axialsymmetrischen Turbulenzkomponenten als Funktion der Strouhalzahl abschätzen, wenn man die Einflüsse in radialer Richtung vernachlässigt. Eine solche Rechnung würde die phasenrichtige Addition der Beträge beinhalten. Da sich die Phasen aber relativ rasch im Vergleich zu den Beträgen ändern, würde das bedeuten, daß man die Differenz von großen Zahlen bilden muß, die sich nur wenig unterscheiden. Eine Rechnung erschien deshalb wenig sinnvoll, da die Beträge nur mit einer Genauigkeit von etwa ± 1 dB gemessen werden konnten und man deshalb als Ergebnis wahrscheinlich nur den Meßfehler herausbekommen würde. Eine Erhöhung der Meßgenauigkeit hätte eine enorme Erhöhung der Integrationszeit bedeutet. Um die nach Gleichung (17) berechnete Meßgenauigkeit bei 10 Hz Bandbreite von 3 % Fehler auf 1 % Fehler zu verbessern, hätte man die Integrationszeit pro Meßpunkt von 2 min auf mehr als 16 min erhöhen müssen.

6. Die mit dem Lautsprecher angeregte Instabilitätswelle

Überlagert man einem Freistrahl mit einem Lautsprecher in der Düsenvorkammer ein Schallfeld, so regt man im Strahl eine Instabilitätswelle an. In Abbildung 16 sind der Betrag und die Phase einer Instabilitätswelle in willkürlichen Einheiten sowie die Kohärenzfunktion in der Scherschichtmitte für St = 0.54 und M = 0.24 aufgetragen. Das Referenzsignal für den Korrelator lieferte der Sinusgenerator.

Die Kohärenzfunktion hat bis $\frac{x}{D} = 4$ für die gewählte Bandbreite von $\Delta f = 8.5$ Hz den Wert 1 und wird für $\frac{x}{D} > 4$ langsam kleiner. Das bedeutet, daß der Betrag des in der Scherschicht gemessenen Wechseldruckes des angeregten Strahls (durchgezogene Linie) bis $\frac{x}{D} = 4$ den gleichen Verlauf hat, wie der aus Co- und Quad-Spektrum berechnete Wechseldruck der Instabilitätswelle (O). Verkleinert man die Bandbreite, so ist die Kohärenz auch noch für $\frac{x}{D} > 4$ eins.

Zum Vergleich ist neben dem Betrag des Wechseldruckes im angeregten Strahl auch noch der mit der gleichen Bandbreite gefilterte Betrag des Wechseldruckes des natürlichen Strahls in der Scherschichtmitte eingezeichnet. Die beiden Kurven sind in ihrer relativ richtigen Lage zueinander eingetragen. Bei einer Bandbreite von $\Delta f = 8.5$ Hz liegt bei der gewählten Anregungsstärke der maximale Pegel des angeregten Strahls um mehr als 25 dB über dem Pegel des natürlichen Strahls. Verkleinert man die Bandbreite, dann wird der Betrag des nicht angeregten Strahls kleiner und damit die Pegeldifferenz größer.

Aus dem aufgetragenen Phasenverlauf der Instabilitätswelle ergibt sich eine Ausbreitungsgeschwindigkeit von $u_{PH} = 50$ m/s $= 0.61\ u_o$. Damit wird deutlich, daß es sich bei der Instabili-

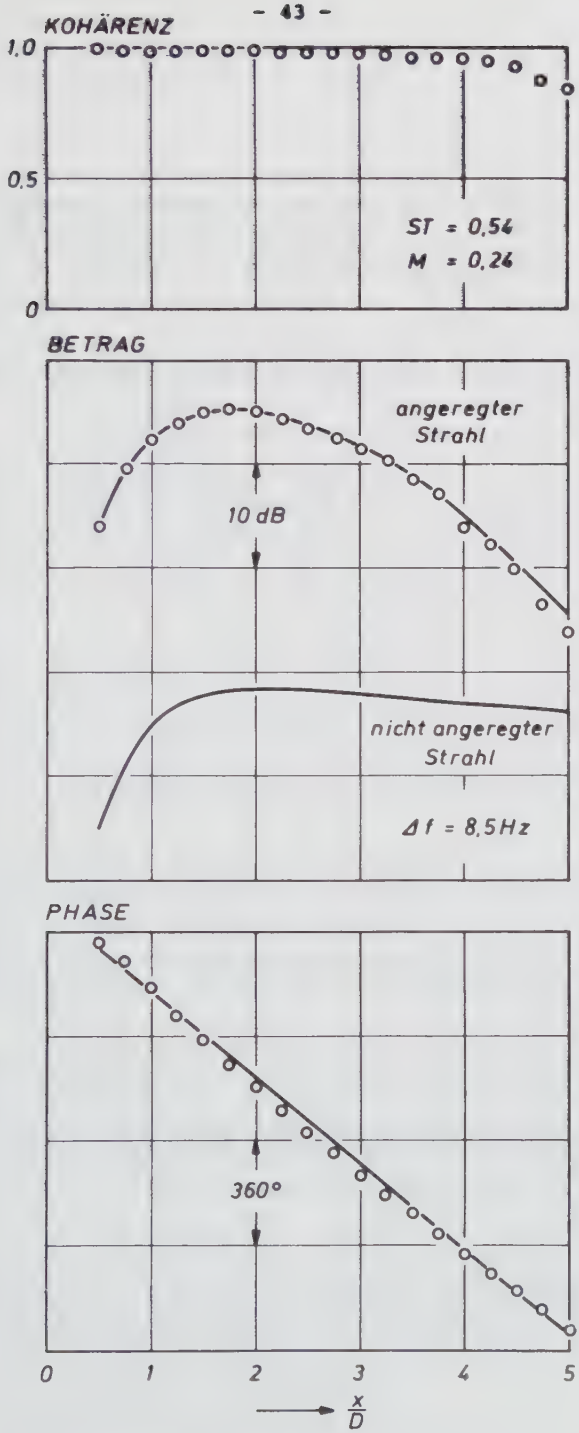

Abb. 16: Wechseldruck in der Scherschichtmitte

tätswelle nicht um eine Schallwelle handelt, sondern um Turbulenzstrukturen, die mit der in der Scherschichtmitte vorherrschenden Konvektionsgeschwindigkeit transportiert werden.

6.1 Der Einfluß der Meßkammer auf die Instabilitätswelle

Regt man die Instabilitätswelle mit einem Lautsprecher in der Düsenvorkammer an, dann macht sich der Einfluß der Meßkammer deutlich bemerkbar. Die vom anregenden Lautsprecher abgestrahlten Schallwellen werden von den schallharten Wänden der Meßkammer praktisch verlustfrei reflektiert, und es bildet sich ein starkes Stehwellenfeld aus.

In Abbildung 17 ist das Schallfeld ohne Strömungsüberlagerung auf der Strahlachse nach Betrag und Phase in willkürlichen Einheiten eingezeichnet. Vom Lautsprecher wurde ein reiner Sinuston mit einer Frequenz von 77o Hz abgestrahlt. Im Minimum des Stehwellenfeldes macht die Phase einen Sprung von 18o°.

In Abbildung 18 sind Betrag und Phase der mit dem Lautsprecher angeregten Instabilitätswelle in der Scherschichtmitte (x) und auf der Strahlachse (□) in willkürlichen Einheiten für St = 1 aufgetragen. Die entsprechenden Betrags- und Phasenkurven sind dabei in ihrer relativ richtigen Lage zueinander wiedergegeben.

Das überlagerte Stehwellenfeld führt dazu, daß der Betrag des Instabilitätswellenwechseldruckes in Achsenrichtung sehr stark schwankt. Diese Schwankungen sind in der Scherschicht (x) geringer als auf der Strahlachse (□), da in der Scherschicht der Wechseldruck der Instabilitätswelle größer ist als auf der Strahlachse.

Die Überlagerung des Stehwellenfeldes macht sich natürlich genauso in den Phasenverläufen bemerkbar. Im Auftragungsmaßstab

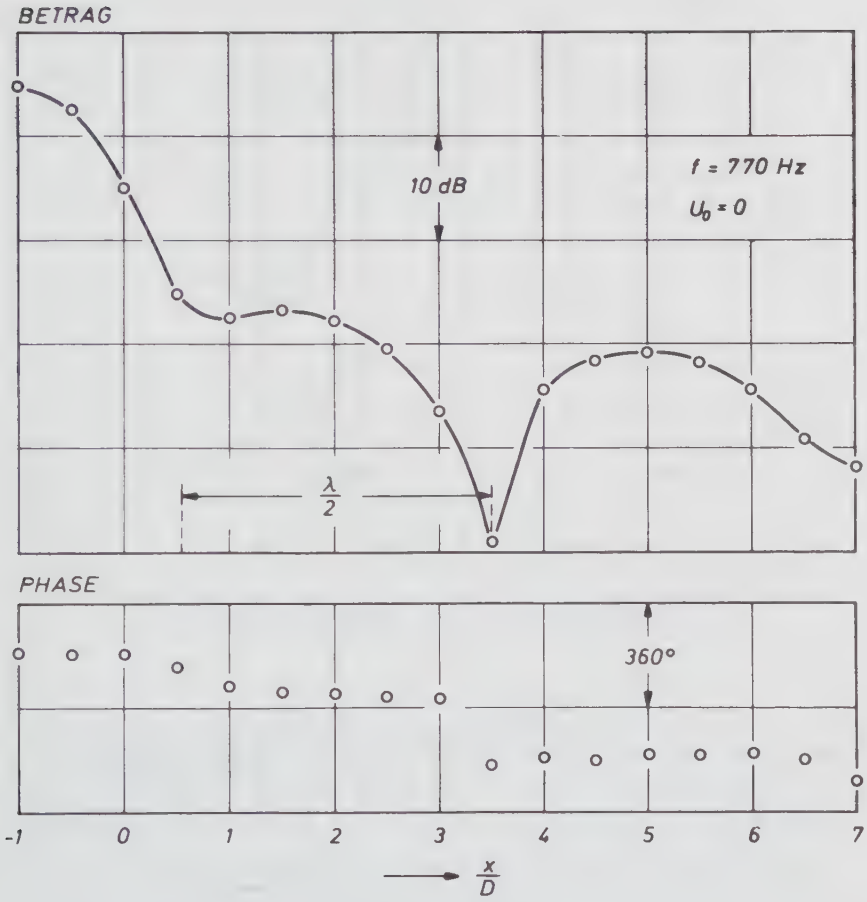

Abb. 17: Schallfeld auf der Strahlachse bei ruhender Luft

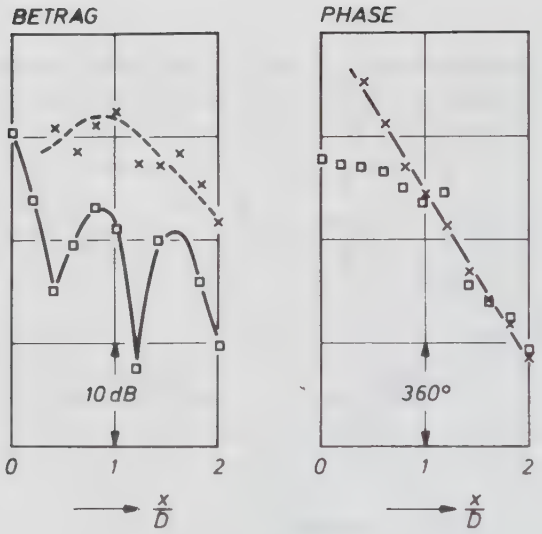

Abb. 18: Betrag und Phase der Instabilitätswelle
M = 0.24 St = 1
□ Strahlachse x Scherschichtmitte

der Phase sind die Schwankungen allerdings weniger auffällig. Eine Phasenänderung von 33° entspricht gerade 5 dB, d.h. die Phase ist um den Faktor 5.5 kleiner als der Betrag aufgetragen.

Das überlagerte Stehwellenfeld stört insbesondere bei Messungen für St > o.6. Das liegt daran, daß einmal die Düse bei höheren Frequenzen besser abstrahlt und zum anderen sich die Instabilitätswelle schlechter anregen läßt, d.h. bei konstantem Anregungspegel und konstanter Machzahl hat der Wechseldruck der angeregten Instabilitätswelle bei Strouhalzahl o.5 sein Maximum. Für große Strouhalzahlen wird dadurch der Betrag des Stehwellenschalldruckes von der gleichen Größenordnung wie der Betrag des Instabilitätswellenwechseldruckes. Bei St. = o.5 läßt sich mit

einer relativ kleinen Amplitude des anregenden Schallfeldes eine so große Instabilitätswellenamplitude anregen, daß das Stehwellenfeld dagegen im Rahmen der Meßgenauigkeit vernachlässigbar klein wird. Wegen der Störungen der Messungen durch das Stehwellenfeld in der Meßkammer wird an dieser Stelle darauf verzichtet, die mit dem Lautsprecher angeregte Instabilitätswelle als Funktion der Strouhalzahl darzustellen. (Solche Messungen wurden in einem Strahl wiederholt, der nicht von einem Stehwellenfeld gestört wurde. Das Ergebnis ist in Abbildung 34 in Abschnitt 9.3 aufgetragen.)

Es sei noch auf die Schwierigkeiten hingewiesen, die sich im Zusammenhang mit der in Abschnitt 5.2 definierten axialsymmetrischen Turbulenzkomponente für große Strouhalzahlen ergeben. Der Ort der festen Sonde wurde aus dem Maximum der Instabilitätswelle in der Scherschichtmitte bestimmt. Für große Strouhalzahlen läßt sich dieses Maximum aber nur durch Interpolation finden. Für die in Abbildung 18 eingezeichnete Instabilitätswelle wurde das Maximum des Betrages in der Scherschichtmitte bei $\frac{x}{D} = 0.9$ aus der gestrichelten Kurve interpoliert.

6.2 Die Instabilitätswelle in Abhängigkeit von der Anregungsstärke

Um nachzuprüfen, ob die Anregung der Instabilitätswelle einer linearen Beziehung gehorcht, wurde die Anregungsstärke der Instabilitätswelle schrittweise erhöht und für jede Anregungsstärke der Betrag und die Phase des Instabilitätswellenwechseldruckes in Achsenrichtung aufgezeichnet. Die Messungen führten zu folgendem Ergebnis:

Erhöht man im Dynamikbereich der beiden zur Anregung benutzten Lautsprecher die Amplitude der anregenden Schnelle, dann erhöht sich auch die Amplitude der angeregten Instabilitätswelle um den gleichen Faktor und zwar für alle Orte im Strahl, an de-

nen ein Instabilitätswellenwechseldruck gemessen werden konnte. Dieses Ergebnis bedeutet im dB-Maßstab, daß die Betragskurven der Instabilitätswellen bei stärkerer Anregung um einen entsprechenden Betrag in Ordinatenrichtung verschoben werden.

In Abbildung 19 ist dazu das Ergebnis einer Messung bei St = 0.3 von Crow und Champagne [4] wiedergegeben.

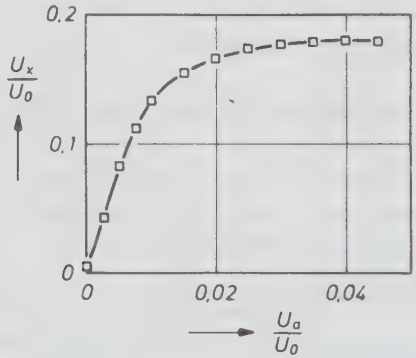

Abb. 19: Axiale Wechselgeschwindigkeitskomponente u_x bei $\frac{x}{D} = 4$, $\frac{R}{D} = 0$ als Funktion der Anregungsstärke u_a
(Nach [4])

Dort ist die mit einem Hitzdraht bei $\frac{x}{D} = 4$ auf der Strahlachse gemessene axiale Wechselgeschwindigkeitskomponente u_x als Funktion der Schnelle u_a des anregenden Schallfeldes aufgetragen. Beide Größen sind mit der Strömungsgeschwindigkeit u_o normiert worden. Bis $u_a/u_o = 0.005$ ist der Zusammenhang zwischen u_x und u_a linear, für $u_a/u_o > 0.005$ wird die Beziehung nichtlinear. Bei $u_x/u_o = 0.18$ ist die Sättigung erreicht, d.h. eine Vergrößerung der anregenden Schallschnelle u_a führt nicht mehr zu einer Vergrößerung der Wechselgeschwindigkeit u_x bei $\frac{x}{D} = 4$.

Die Amplituden der Schnellen, die mit den zur Anregung benutzten Lautsprechern erreicht werden konnten, waren immer kleiner als o.5 % der Strömungsgeschwindigkeit und bleiben damit im linearen Bereich. Nichtlineare Effekte könnten sich dadurch äußern, daß der Betragsverlauf der Instabilitätswelle in Achsenrichtung abhängig von der Amplitude der anregenden Schnelle wird. Eine solche Abhängigkeit konnte nicht gefunden werden.

6.3 Die Instabilitätswelle in der Scherschichtmitte und auf der Strahlachse

In Abbildung 2o ist für St = o.54 und M = o.23 der Wechseldruck der Instabilitätswelle in der Scherschichtmitte (x) und auf der Strahlachse (□) nach Betrag und Phase aufgetragen. Die Kurven sind in einem willkürlichen Maßstab eingezeichnet, wobei die entsprechenden Betrags- und Phasenkurven in ihrer relativ richtigen Lage zueinander wiedergegeben sind.

Die Phase der Instabilitätswelle ist im Rahmen der Meßgenauigkeit auf der Strahlachse und in der Scherschichtmitte gleich, d.h. die in der Scherschicht entstehende Instabilitätswelle breitet sich mit der gleichen Geschwindigkeit aus, wie die von ihr auf der Strahlachse induzierten Druckstörungen.

Bei den Betragskurven fällt auf, daß das Maximum des Betrages der Instabilitätswelle in der Scherschichtmitte größer ist und bei kleineren $\frac{x}{D}$-Werten auftritt, als das Maximum der Instabilitätswelle auf der Strahlachse. Verschiebt man die Betragskurve in der Scherschichtmitte um etwa D/2 in Achsenrichtung von der Düse weg, dann stellt sich heraus, daß für $\frac{x}{D} \geq 1.5$ die Beträge auf der Strahlachse und in der Scherschichtmitte nahezu identischen Verlauf haben.

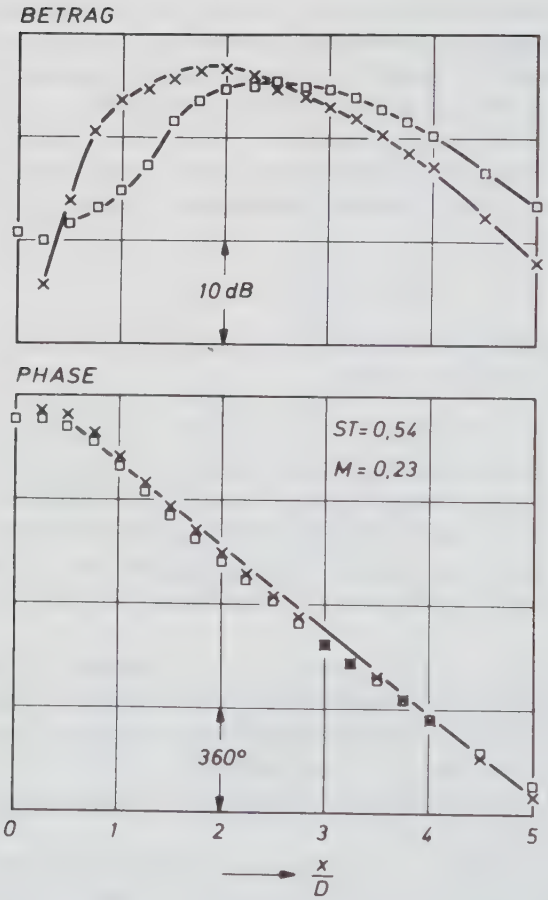

Abb. 20: Instabilitätswelle in axialer Richtung
x Scherschichtmitte ▫ Strahlachse

Diese für St = o.54 gefundenen Ergebnisse sind im Strouhalzahlbereich o.2 $\leq$ St $\leq$ o.6 sehr gut zu beobachten. Für St $\geq$ o.7 stört das Stehwellenfeld den Instabilitätswellenwechseldruck so stark, daß nur noch Tendenzen zu beobachten sind (siehe Abbildung 18 in Abschnitt 6.1).

7. Vergleich der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente und der mit dem Lautsprecher angeregten Instabilitätswelle

Wie im Abschnitt 6.1 gezeigt wurde, wird der Instabilitätswellenwechseldruck von einem starken Stehwellenschalldruck insbesondere bei großen Strouhalzahlen gestört. Dennoch sollen an dieser Stelle der Wechseldruck der Instabilitätswelle und der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente im Freistrahl verglichen werden. An der in Kapitel 4 beschriebenen Apparatur konnten für jede Strouhalzahl die Wechseldruckmessungen der Instabilitätswelle und der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente direkt hintereinander ausgeführt werden. Dadurch ist ein Vergleich der beiden Strukturen unter praktisch gleichen Bedingungen möglich.

7.1 Vergleich in Achsenrichtung

In Abbildung 21 sind die Beträge der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente, wie sie in Abschnitt 5.2 definiert wurde, und die Instabilitätswelle in der Scherschichtmitte für verschiedene Strouhalzahlen in einem willkürlichen Maßstab eingezeichnet. Die Kurven wurden so normiert, daß die Maxima der Beträge der beiden Strukturen bei gleichen Strouhalzahlen etwa den gleichen Wert haben. Die offenen Symbole beziehen sich immer auf die Instabilitätswelle, die geschlossenen Symbole auf die axialsymmetrische Turbulenzkomponente. Die Pfeile markieren den Ort der festen Sonde auf der Strahlachse bei den Korrelationsmessungen im nicht angeregten Strahl.

Es zeigt sich, daß die Beträge der Instabilitätswelle und der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente in der Scherschichtmitte recht gut übereinstimmen. Im Strouhalzahlbereich $0.2 \leq St \leq 0.6$ weichen die Beträge der beiden Strukturen nur für kleine $\frac{x}{D}$-Werte voneinander ab. Diese Abweichungen könnten dadurch zustande kommen, daß für kleine $\frac{x}{D}$-Werte die anregende Schallwelle noch einen Beitrag zum Instabilitätswellenwechseldruck liefert. Für $St > 0.6$ schwankt der Betrag des Instabilitätswellenwechseldruk-

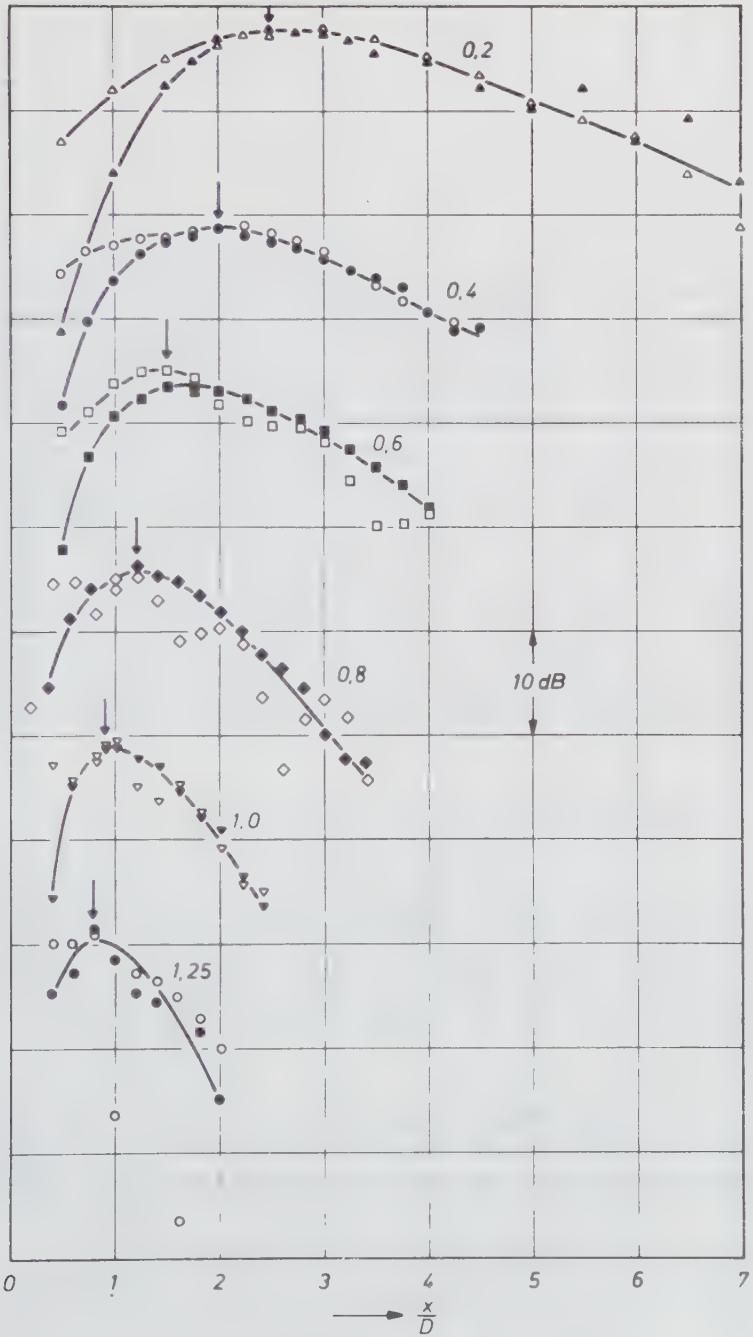

Abb. 21: Betrag der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente (geschlossene Symbole) und der Instabilitätswelle (offene Symbole) in der Scherschichtmitte als Funktion der Strouhalzahl (↓ = Ort der festen Sonde)

kes durch das überlagerte Stehwellenfeld um den Betrag der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente.

Ein genauer Vergleich der Phasengeschwindigkeiten der Instabilitätswelle und der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente wird in der Tabelle in Abbildung 22 gezogen. Die Phasengeschwindigkeiten wurden aus der Bestgeraden durch die Phasenverläufe berechnet. Bei der Berechnung der Bestgeraden aus den Phasenverläufen der Instabilitätswellen wurden Phasen für kleine $\frac{x}{D}$-Werte nicht berücksichtigt, die offensichtlich durch die anregende Schallwelle beeinflußt wurden. Die Phasenschwankungen durch das überlagerte Stehwellenfeld mitteln sich bei der Berechnung der Bestgeraden heraus. Vergleicht man die Phasengeschwindigkeiten der axialsymmetrischen Turbulenzkomponenten und der Instabilitätswellen in der Scherschichtmitte, so stellt sich bis auf St = o.1 für jede Strouhalzahl eine sehr gute Übereinstimmung heraus. Dabei scheint sich die Tendenz anzudeuten, daß die Phasengeschwindigkeit mit wachsender Strouhalzahl etwas zunimmt.

7.2 Vergleich in radialer Richtung

Da bei St = o.5 das Stehwellenfeld in der Meßkammer die künstlich angeregte Instabilitätswelle nicht stört, konnten die axialsymmetrische Turbulenzkomponente und die mit dem Lautsprecher angeregte Instabilitätswelle bei St = o.5 in radialer Richtung sehr gut verglichen werden. Dazu wurde folgende Meßreihe durchgeführt:

Die feste Sonde wurde bei $\frac{x}{D}$ = 1.75 auf der Strahlachse angebracht, d.h. an dem Ort, an dem die Instabilitätswelle in der Scherschichtmitte ihr Maximum hat. Die bewegliche Sonde wurde an verschiedenen axialen Positionen $\frac{x}{D}$ quer durch den Strahl bewegt. Die axialsymmetrische Turbulenzkomponente konnte so auf einer Seite des Strahls bestimmt werden, eine Messung quer durch den ganzen Strahl verhinderte die feste Sonde auf der

ST	M	Ort der festen Sonde [x/D]	U_0 [m/s]	f [Hz]	PHASENGESCHWINDIGKEIT			
					axials. Turb. K.		Instabilitätsw.	
					[m/s]	U_{PH}/U_0	[m/s]	U_{PH}/U_0
0,1	0,25	3,58	90,7	121	37,6	0,41	58,5	0,64
0,2	0,13	2,50	45,5	121	26,3	0,58	29,3	0,64
0,3	0,09	1,75	30,1	121	18,8	0,62	17,3	0,57
0,4	0,25	2,00	89,8	477	56,0	0,62	58,1	0,65
0,5	0,23	1,75	84,0	561	55,7	0,66	53,5	0,64
0,6	0,25	1,50	89,7	711	57,0	0,64	56,0	0,62
0,7	0,25	1,25	89,7	836	60,2	0,67	59,5	0,66
0,8	0,25	1,20	89,6	955	59,8	0,67	58,9	0,66
0,9	0,25	1,1	80,9	1078	60,7	0,67	58,1	0,65
1,0	0,22	0,9	80,7	1077	53,5	0,66	50,0	0,62
1,25	0,18	0,8	64,8	1078	44,0	0,68		
1,50	0,15	0,8	54,1	1078	37,9	0,70	36,2	0,67

Abb. 22: Phasengeschwindigkeit der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente und der Instabilitätswelle

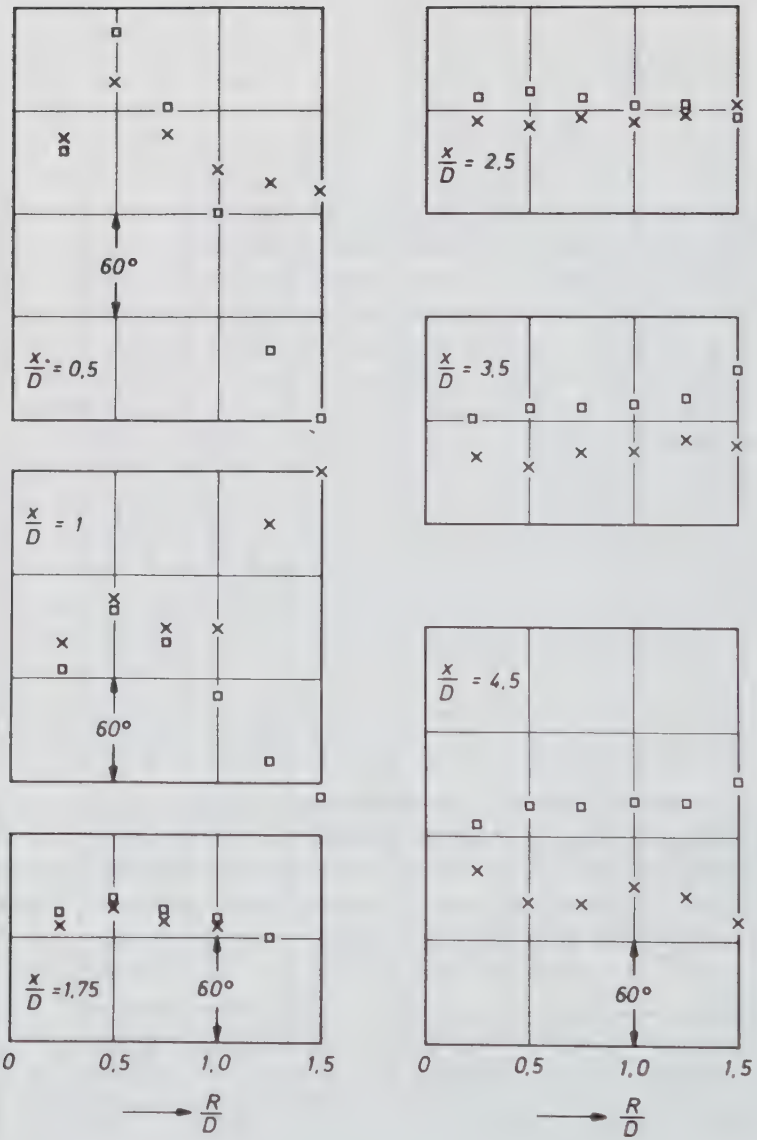

Abb. 23: Phase in radialer Richtung der Instabilitätswelle (x) und der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente (□) als Funktion des Abstandes $\frac{x}{D}$ der beweglichen Sonde von der Düse.
feste Sonde: $\frac{x}{D} = 1.75$ $\frac{R}{D} = 0$ M = 0.23, St = 0.5

Strahlachse. Anschließend wurde an den gleichen Positionen im angeregten Strahl gemessen, wobei wiederum die feste Sonde das Referenzsignal lieferte. Dadurch haben am Ort der festen Sonde bei $\frac{x}{D} = 1.75$ und $\frac{R}{D} = o$ die Instabilitätswelle und die axialsymmetrische Turbulenzkomponente exakt die gleiche Phase.

In Abbildung 23 sind die so gemessenen Phasen der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente und der Instabilitätswelle für verschieden axiale Positionen $\frac{x}{D}$ in radialer Richtung aufgetragen. Die Phasen sind dabei mit einem willkürlichen Nullpunkt eingezeichnet, die relative Lage der entsprechenden radialen Phasenverläufe ist jedoch richtig wiedergegeben. Bei $\frac{x}{D} = 1.75$, wo sich die feste Sonde auf der Strahlachse befindet, unterscheiden sich die Phasen der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente und der Instabilitätswelle in radialer Richtung nur sehr wenig. Je weiter sich die bewegliche Sonde vom Ort der festen Sonde entfernt, um so größer wird die Phasendifferenz zwischen beiden Strukturen. Diese Phasendifferenzen sind nicht auf Positionierungsfehler zurückzuführen, da ein Fehler in Längsrichtung von 1 mm bei St = o.5 lediglich eine Phasendifferenz von 4^{o} bedeutet. (Es sei noch darauf hingewiesen, daß bei den Messungen in axialer Richtung die Phase in einem Maßstab aufgetragen wurde, der um den Faktor 6 kleiner ist, so daß die hier auftretenden Phasendifferenzen nicht auffallen.)

Um die in Abbildung 23 aufgetragenen radialen Phasenverläufe besser deuten zu können, ist es sinnvoll, wenn man gleichzeitig die radiale Verteilung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit betrachtet, wie sie in Abbildung 8 in Abschnitt 4.5 eingezeichnet ist. Befindet sich die bewegliche Sonde bei $\frac{x}{D} = o.5$, dann werden die Messungen für $\frac{R}{D} > o.5$ außerhalb der Strömung durchgeführt.

Im natürlichen Strahl induzieren die in der Scherschichtmitte entstehenden Druckschwankungen im Strahlkern und außerhalb des Strahls Druckstörungen, deren Phasen entsprechend der Ausbrei-

tungsgeschwindigkeit der Druckstörungen gegen die Phase der Druckschwankungen bei $\frac{R}{D} = 0.5$ verzögert ist. Der Wechseldruck des künstlich angeregten Strahls beruht für $\frac{R}{D} \geq 0.75$ und $\frac{x}{D} = 0.5$ im wesentlichen auf der anregenden Schallwelle, deren Phase hier im übrigen noch mit der Phase der angeregten Instabilitätswelle fast übereinstimmt.

Mißt man bei $\frac{x}{D} = 1$ die Phasen der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente und der künstlich angeregten Instabilitätswelle, so zeigt sich ein ähnliches Bild wie bei $\frac{x}{D} = 0.5$. Innerhalb des Strahls bis $\frac{R}{D} = 0.75$ sind die Phasenverläufe für beide Strukturen ziemlich identisch. Die Phasenänderung in radialer Richtung ist etwas kleiner, da die Scherschicht breiter ist. Die anregende Schallwelle eilt außerhalb des Strahls der Instabilitätswelle voraus, da sie sich mit Schallgeschwindigkeit etwa fünfmal schneller ausbreitet als die Instabilitätswelle.

Befindet sich die bewegliche Sonde bei $\frac{x}{D} = 1.75$, also am selben axialen Ort wie die feste Sonde, so sind die Phasenverläufe beider Strukturen gleich. Die Phase ändert sich über den gesamten Strahlquerschnitt kaum. Das gleiche Ergebnis erhält man für Messungen bei $\frac{x}{D} = 2.5$, $\frac{x}{D} = 3.5$ und $\frac{x}{D} = 4.5$. Zwischen der Phase der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente und der Instabilitätswelle tritt eine Phasendifferenz auf, die mit wachsendem Abstand $\frac{x}{D}$ zunimmt.

In Abbildung 24 sind der Betrag und die Phase der Instabilitätswelle und der Betrag der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente in willkürlichen Einheiten quer zum Strahl aufgetragen. Die Beträge sind dabei in ihrer relativ richtigen Lage zueinander wiedergegeben. Der Betrag und die Phase der Instabilitätswelle wurden gemessen, nachdem die feste Sonde entfernt worden war. Dadurch wurden Messungen quer durch den ganzen Strahl möglich.

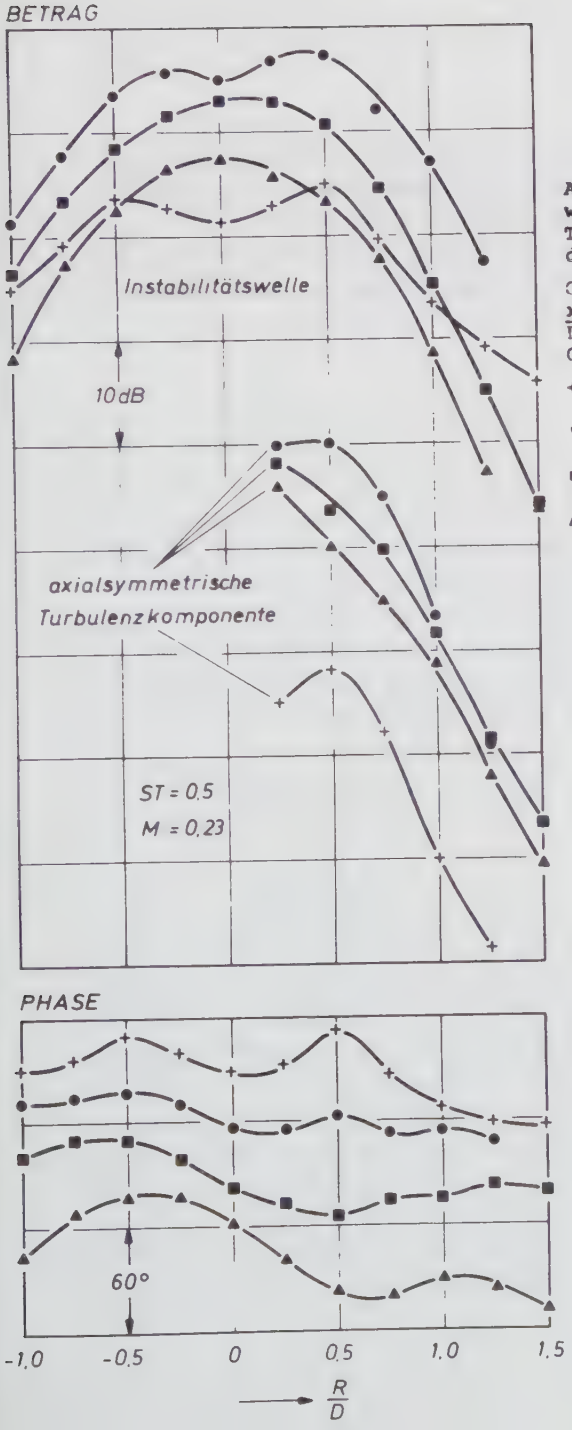

Abb. 24: Instabilitätswelle und axialsymmetrische Turbulenzkomponente in radialer Richtung.

Ort der festen Sonde:

$\frac{x}{D} = 1.75$, $\frac{R}{D} = o$

Ort der beweglichen Sonde:

+ $\frac{x}{D} = o.5$

• $\frac{x}{D} = 1.75$

■ $\frac{x}{D} = 3.5$

▲ $\frac{x}{D} = 4.5$

Es zeigt sich besonders an der Phase, daß der Freistrahl nicht ganz symmetrisch ist. Die Asymmetrie nimmt dabei mit wachsendem Abstand von der Düse zu. Vergleicht man die Beträge der Instabilitätswelle und der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente in radialer Richtung, so zeigt sich eine recht gute Übereinstimmung.

8. Die Apparatur zur Messung der Schallabstrahlung von der künstlich angeregten Instabilitätswelle

Die in diesem Kapitel beschriebene Apparatur ist in Göttingen im Dritten Physikalischen Institut aufgebaut worden. Sie soll deshalb auch kurz "Göttinger Apparatur" genannt werden.

8.1 Der Windkanal und der reflexionsarme Raum

In Abbildung 25 ist der Windkanal zur Erzeugung des Freistrahls und der reflexionsarme Raum zur Messung der Fernfeldrichtcharakteristiken abgebildet. Der Kanal wird in [15] genauer beschrieben, die Eigenschaften des reflexionsarmen Raumes sind in [16] dargestellt. Die Anlage erlaubt es, bei einem Düsendurchmesser D = 2 cm eine maximale Strömungsgeschwindigkeit u_o = 2oo m/s zu erreichen, was einer Machzahl M = o.59 entspricht. Die Machzahl läßt sich aus dem Vorkammerdruck p_v wie folgt berechnen:

$$M = \frac{u_o}{a_o} = \left[\frac{2}{\varkappa-1}\left\{\left(\frac{p_v}{p_o}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}} - 1\right\}\right]^{1/2} \qquad (2o)$$

mit

$$a_o = 331\sqrt{\frac{273 + t_r/^oC}{273}} \quad [m/s] \qquad (21)$$

t_r ist die Raumtemperatur. Mit dem Kühler kann die Vorkammertemperatur t_v so geregelt werden, daß die Strahltemperatur gleich der Temperatur in der Meßkammer ist. Auf diese Art und Weise werden die den abgestrahlten Schall beeinflussenden Temperaturgradienten in der Meßkammer möglichst klein gehalten. Um den Gebläselärm abzusenken, wurde das Gebläse von einem schalldämpfenden Gehäuse umgeben. Der Lärmpegel im Außenraum wurde dadurch um etwa 15 dB vermindert. Ein System von Gleichrichtern und Glaswolleschichten sorgt für eine definierte Strömung im Kanal. Außerdem wird dadurch der Gebläselärm ge-

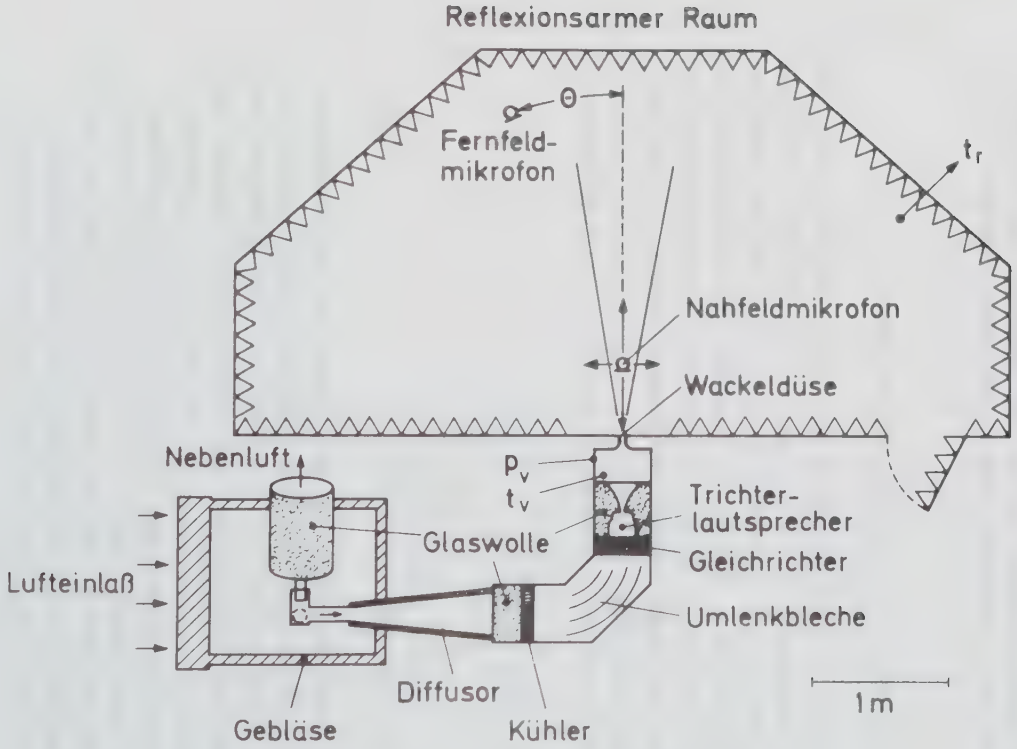

Abb. 25: Kanal, Düse und reflexionsarmer Raum.

dämpft, so daß möglichst wenig Störschall in den Meßraum gelangt. An den Frequenzgängen in Abbildung 29 in Abschnitt 8.5 zeigt sich, daß für $f \geq 4oo$ Hz der Gebläselärm die Messungen nicht stört.

Die Wechseldruckmessungen im Strahl wurden mit einem 1/8-Zoll B & K Kondensatormikrofon mit Nasenkonus durchgeführt. Das Mikrofon befindet sich an der Spitze einer 5o cm langen Sonde. Die Sondenhalterung ist etwa 1oo Mikrofondurchmesser von der Mikrofonmembran entfernt, so daß Störungen des gemessenen Wechseldruckes durch die Halterung vernachlässigbar klein sind [17]. Das Nahfeldmikrofon kann mit einer Verschiebeeinrichtung in Strahlrichtung und senkrecht dazu bewegt werden. Geschwindigkeitsprofilmessungen ergaben einen Winkel von $\sim 1^{o}$ zwischen Strahlachse und Längsachse der Verschiebeeinrichtung, d.h. bei $\frac{x}{D} = 5$ ist der Abstand der beiden Achsen etwa 1.5 mm. Hinzu kommt, daß die Positionierung der Sonde in Achsenrichtung nur mit einer Genauigkeit von etwa ±1 mm möglich ist.

Der Schalldruck im Fernfeld wird mit einem 1/4-Zoll B & K Kondensatormikrofon gemessen. Es ist auf einem mit Schallschluckstoff umhüllten Dreharm befestigt, dessen Drehachse sich in der Düsenaustrittsebene befindet. Der Abstand zwischen Düse und Mikrofon kann zwischen 1 m und 2.5o m variiert werden. Bei Fernfeldmessungen wird das Nahfeldmikrofon soweit von der Düse weggeschoben, daß die Spitze des Nasenkonusses 25 Düsendurchmesser von der Düse entfernt ist. Schalldruckmessungen im Fernfeld mit und ohne das sich an dieser Stelle befindliche Nahfeldmikrofon ergaben im Rahmen der Meßgenauigkeit keinen Unterschied. Das gilt sowohl im natürlichen als auch im angeregten Strahl.

Im Abstrahlwinkelbereich $|\Theta| \leq 1o^{o}$, in dem das Nahfeldmikrofon eventuell stören könnte, sind die Meßergebnisse sowieso ungenau, da in diesem Bereich das Fernfeldmikrofon etwas umströmt wird.

Der Schalldruck kann für Abstrahlwinkel $-70^{\circ} \leq \Theta \leq +70^{\circ}$ gemessen werden. Die positiven Winkel sind auf der rechten Seite des Freistrahls, d.h. dort, wo sich die Eingangstür befindet.

Die Wände des reflexionsarmen Raumes sind mit 6 cm dicken Steinwolleplatten behängt, auf die 10 cm lange Steinwollekeile aufgeklebt worden sind. Die im Kundtschen Rohr gemessene untere Grenzfrequenz der Wandauskleidung ist $f \approx 1400$ Hz für einen Reflexionsfaktor $R^* < 0.1$. Die Decke und der Fußboden sind mit 40 cm langen Keilen ausgekleidet, deren untere Grenzfrequenz etwa 300 Hz beträgt. An der Decke des Raumes sind schmale Schlitze freigelassen worden, damit die eintretende Luft auch wieder heraus kann. Die Düseneintrittsebene ist identisch mit der inneren Stirnwand des Meßraumes.

8.2 Der elektronische Teil

Der elektronische Teil der Apparatur ist nahezu identisch mit dem in Abbildung 6 in Abschnitt 4.3 aufgetragenen Blockschaltbild des elektronischen Teils der Berliner Apparatur. Bei einem Düsendurchmesser D = 2 cm sind allerdings keine Korrelationsmessungen im natürlichen Strahl möglich. Zwei Mikrofone würden den ganzen Strahlquerschnitt ausfüllen. Deshalb lassen sich nur Korrelationsmessungen im angeregten Strahl durchführen, da in diesem Falle die als Referenzsignalgeber dienende feste Sonde überflüssig wird.

Der in Abschnitt 3.2 beschriebene Korrelator kann nicht mehr benutzt werden, da seine obere Grenzfrequenz von 1200 Hz im auszumessenden Strouhalzahlbereich $0.1 \leq St \leq 1.5$ bei D = 2 cm zu kleine Strömungsgeschwindigkeiten fordern würde. An seine Stelle tritt ein phasenempfindlicher Gleichrichter des Typs PAR 129, der Messungen in einem Frequenzbereich 0.5 Hz - 100 kHz erlaubt. Am phasenempfindlichen Gleichrichter

kann der mit dem Steuersignal gleichphasige Anteil (Realteil) und der um 90° verschobene Anteil (Imaginärteil) des Meßsignals abgelesen werden. Aus Real- und Imaginärteil lassen sich analog zu Abschnitt 3.3 Betrag und Phase des Meßsignals berechnen. Die Umwandlung der Referenzspannung in zwei um 90° verschobene Rechteckspannungen funktioniert bei dem vorliegenden Gleichrichter nur mit genügender Genauigkeit, wenn das Referenzsignal ein reiner Sinus ist. Deshalb konnte der phasenempfindliche Gleichrichter nicht auch für die in Kapitel 6 beschriebenen Korrelationsmessungen im nicht angeregten Strahl benutzt werden.

Das Steuersignal für den Gleichrichter lieferte ein B & K Analysator 2010, der gleichzeitig als Sinusgenerator für den die Instabilitätswelle anregenden Mechanismus benutzt wurde. Das Meßsignal lieferten das Nahfeld- bzw. Fernfeldmikrofon. Die beiden Mikrofonsignale werden noch zusätzlich mit dem Analysator gefiltert, um die Spektralkomponente des Gesamtdrucks bei der Anregungsfrequenz im Nahfeld bzw. Fernfeld zu erhalten. Die Weiterverarbeitung der Signale geschieht ganz analog zu dem in Abbildung 6 aufgezeichneten Blockschaltbild, wobei der Gleichrichter bereits im Analysator eingebaut ist.

Um die Analysatormessungen mit den Meßergebnissen des phasenempfindlichen Gleichrichters vergleichen zu können, müssen beide Geräte mit einem identischen Sinus gegeneinander geeicht werden. Für Vergleichsmessungen wurde in der Düsenvorkammer der gleiche Lautsprecher eingebaut, der in der Berliner Apparatur zur Anregung der Instabilitätswelle bei großen Strouhalzahlen benutzt wurde.

8.3 Die Wackeldüse

Um die Schallabstrahlung der künstlich angeregten Instabilitätswelle im Fernfeld messen zu können, ist es notwendig, einen Anregungsmechanismus zu entwickeln, der selber möglichst wenig Schall abstrahlt und gleichzeitig die Instabilitätswelle im Nahfeld so stark wie möglich anregt. Eine Vorrichtung, die beide Bedingungen recht gut erfüllt, ist eine Düse mit wackelnder Hinterkante, im folgenden kurz "Wackeldüse" genannt.

In Abbildung 26 ist die Düse in zwei Schnittebenen im Maßstab 1:1 gezeichnet. Sie arbeitet nach dem gleichen Prinzip wie ein dynamischer Lautsprecher. Auf den Schwingkörper wurde eine Tauchspule aufgebracht. Die Feldspule erzeugt im Schlitz ein homogenes Magnetfeld. Dazu wurde der Düsenkörper aus Eisen hergestellt. Analog zum dynamischen Lautsprecher verhalten sich die auf den Schwingkörper ausgeübte Kraft und der durch die Schwingspule fließende Strom solange linear, wie sich die Schwingspule im homogenen Magnetfeld bewegt, d.h. bei sinusförmigem Schwingspulenstrom führt der Schwingkörper Sinusschwingungen aus, wenn die Amplitude nicht zu groß wird. Bei den Anregungsfrequenzen (0.5 kHz - 7.5 kHz) betrug die Amplitude maximal 1 Millimeter.

Die Aufhängung des Schwingkörpers geschieht durch drei 0.15 mm dünne Stahldrähte, deren Spannung und Abstand zur Düsenstirnfläche variiert werden konnte. Eine optimale Aufhängung des Schwingkörpers ist erreicht, wenn drei Bedingungen erfüllt sind:

1. Gleichmäßiges Spannen aller drei Drähte, so daß freies Schwingen des Schwingkörpers gewährleistet ist. Jedes Anstoßen des Schwingkörpers an die Düse erzeugt zusätzlichen Schall.

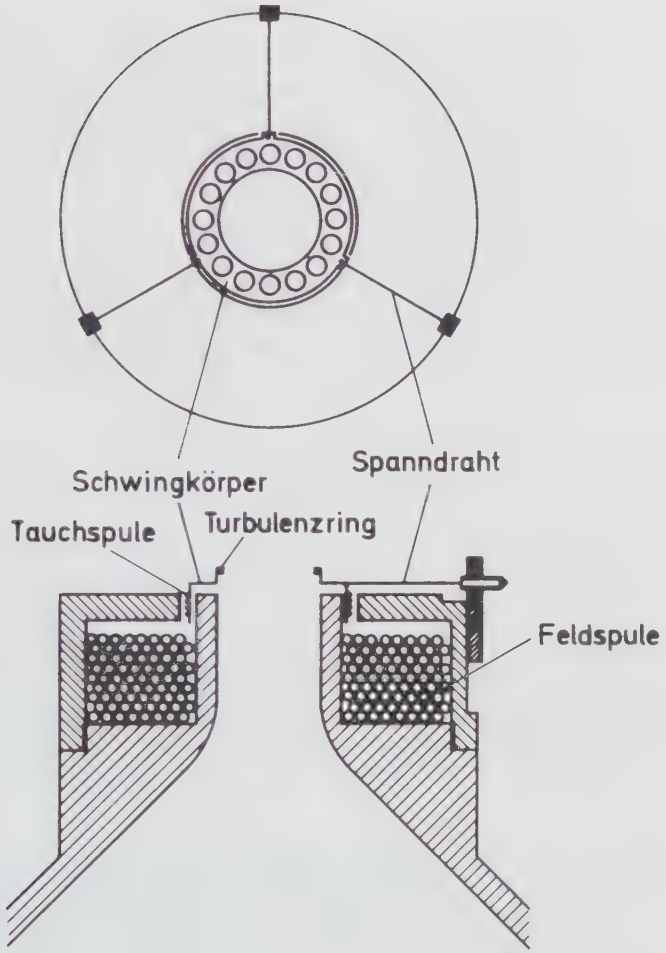

Abb. 26: Wackeldüse im Maßstab 1:1

Tauchspulendraht	o.2 mm ø
Feldspulendraht	1.6 mm ø
Turbulenzring	o.5 mm ø
Spanndraht	o.15 mm ø

2. So starkes Spannen der drei Drähte, daß bei Strömungsüberlagerung keine Auslenkung des Schwingkörpers aus der Ruhelage erfolgt. In diesem Fall ist die optimale Ausnutzung der durch die Magnetfelder erzeugten Kraft und damit maximale Amplitude gegeben.

3. Minimalisierung des Abstandes Schwingkörper - Düsenhinterkante. Der Abstand muß etwas größer sein als die Hälfte der maximalen Amplitude des Schwingkörpers. Dieser Punkt ist wichtig für die zusätzliche Lärmerzeugung bei Strömungsüberlagerung durch den Schwingkörper.

Im Gegensatz zum dynamischen Lautsprecher soll die Wackeldüse möglichst wenig Schall abstrahlen. Dazu ist es notwendig, daß sich die Druckdifferenz zwischen Vorder- und Rückseite des Schwingkörpers während des Schwingvorganges möglichst schon im Nahfeld total ausgleichen kann, damit keine Druckstörungen als Schall ins Fernfeld gelangen. Deshalb wurde die Stirnseite des Schwingkörpers mit möglichst vielen und großen Bohrungen versehen, was gleichzeitig noch eine Gewichtsverminderung bewirkt. Der Schwingkörper wiegt mit 25 Windungen aus 0.2 mm dünnem Kupferdraht nur 1.3 Gramm. Leider wird trotz der Löcher noch ein schwaches Schallfeld abgestrahlt (siehe Kapitel 10).

Der Betrag der von der Wackeldüse angeregten Instabilitätswelle konnte bei gleicher Schwingkörperamplitude durch die Anbringung eines 0.5 mm dicken Turbulenzringes an der Spitze des Schwingkörpers vergrößert werden. Dadurch wird die Wechselwirkung zwischen Schwingkörper und Strömung vergrößert. Ein weiterer Turbulenzring in der Düse ergab keine Veränderung der Meßergebnisse.

8.4 Der Einfluß des Schwingkörpers auf den Strahllärm

Aus der Lösung der Lighthillgleichung (2) läßt sich unter der Voraussetzung eines isotropen Turbulenzmodells das bekannte u_o^8-Gesetz ableiten. Der Freistrahl wird dabei in einzelne Turbulenzballen aufgeteilt, in denen die Quadrupolverteilung jeweils voll korreliert ist, während zwischen den einzelnen Ballen keine Korrelation besteht. Eine Dimensionsanalyse ergibt für die Schalleistung N_Q der Quadrupolstrahlung des Freistrahls:

$$N_Q \sim \frac{\rho_o D^2 u_o^8}{a_o^5} \tag{22}$$

Teilt man die vom Strahl erzeugte Schalleistung durch die zugeführte Leistung, dann ergibt sich ein akustischer Wirkungsgrad, der mit der 5. Potenz der Machzahl M anwächst. Nach Lighthill hat dieser Proportionalitätsfaktor die Größenordnung 10^{-4}. Dieses Gesetz wurde für nicht zu kleine und nicht zu große Unterschallmachzahlen an Laboratoriumsfreistrahlen (d.h. kein excess-noise Anteil) durch viele Experimente bestätigt.

Begrenzt man den Freistrahl zusätzlich durch eine feste Oberfläche, wie sie der Schwingkörper der Wackeldüse darstellt, so erzeugt diese Oberfläche eine Dipolstrahlung. Für die Schalleistung N_D der Dipolstrahlung ergibt sich

$$N_D \sim \frac{\rho_o D^2 u_o^6}{a_o^3} \tag{23}$$

Das u_o^8- bzw. u_o^6- Gesetz bietet eine Möglichkeit, den Einfluß der Wackeldüse auf den Strahllärm zu bestimmen. Schalleistungsmessungen lassen sich am besten in Hallräumen durchführen. Ein solcher Hallraum ist zwar im Dritten Physikalischen Institut

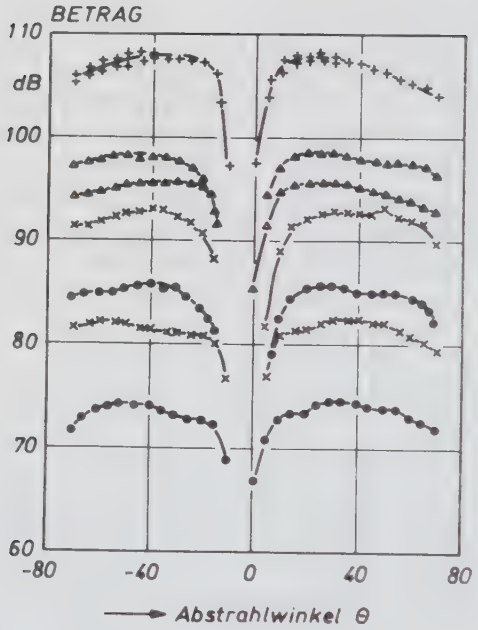

Abb. 27: Bei 4oo Hz hochpaßgefilterter Schalldruck des natürlichen Strahls als Funktion des Abstrahlwinkels θ.
Gleiche Symbole: obere Kurve - mit Schwingkörper
untere Kurve - ohne Schwingkörper
• M = o.23, x M = o.29
ΔM = o.41, +M = o.58

vorhanden, die Apparatur war jedoch zu schwer und zu sperrig, um dort aufgestellt werden zu können.

Deshalb wurde versucht, die Schalleistung des Freistrahls aus Richtcharakteristiken zu berechnen. In Abbildung 27 sind Richtcharakteristiken für u_o = 80 m/s (·), u_o = 100 m/s (x), u_o = 140 m/s (Δ) und u_o = 200 m/s (+) aufgetragen. Die Schalldrucke sind mit einer Grenzfrequenz von 400 Hz hochpaßgefiltert. Wie man in Abbildung 29 deutlich erkennt, treten unterhalb von 400 Hz im Spektrum starke Störungen auf, die vermutlich vom Gebläse stammen. Durch das Hochpaßfiltern wird besonders bei niedrigen Geschwindigkeiten der Schalldruck etwas zu klein. Bei u_o = 80 m/s entspricht die untere Abschneidefrequenz f = 400 Hz einer Strouhalzahl St = 0.1, d.h. dichter am Maximum der Schallabstrahlung bei St ≈ 0.45 als bei u_o = 200 m/s, wo f = 400 Hz gerade St = 0.04 entspricht. Bei gleichen Geschwindigkeiten wurden für die Schalldrucke mit und ohne Schwingkörper gleiche Symbole benutzt, wobei höhere Schalldrucke immer einer Messung mit Schwingkörper entsprechen. Man sieht bereits an den Richtcharakteristiken sehr gut, daß der Einfluß des Schwingkörpers auf die Schallabstrahlung mit wachsender Geschwindigkeit abnimmt. Bei u_o = 80 m/s beträgt die Differenz zwischen beiden Kurven noch gut 10 dB, bei u_o = 200 m/s ist im Rahmen der Meßgenauigkeit kein Unterschied mehr festzustellen.

Aus den in Abbildung 27 aufgetragenen Richtcharakteristiken wurde die Schalleistung des Freistrahls berechnet. Für die Schalleistung N gilt:

$$N = \int_0^{\frac{\pi}{2}} N'(\Theta)\ 2\pi\ r^2\ \sin\Theta\ d\Theta \qquad (24)$$

N'(Θ) ist die unter dem Winkel Θ abgestrahlte Schalleistung. Da auch die Wand des Meßraums, in der sich die Düsenaustrittsebene befindet, z.T. reflexionsarm ausgekleidet ist, wird

der vom Freistrahl nach hinten abgestrahlte Schall nicht vollständig nach vorn reflektiert, sondern teilweise von den Keilen absorbiert. Die abgestrahlte Leistung wird daher nach Gleichung (24) etwas zu klein abgeschätzt. Der Schalldruck $p(\Theta)$ im Fernfeld wurde in Schritten von $5^o = \frac{\pi}{36}$ gemessen. Für r wurde der Abstand $\hat{r}$ Düse - Fernfeldmikrofon eingesetzt, d.h. r = 220 cm. Leider war es nur möglich, $p(\Theta)$ im Bereich $-70^o \leq \Theta \leq 70^o$ zu messen. Im Abstrahlwinkelbereich $70^o < |\Theta| \leq 90^o$ wurde $p(\Theta)$ aus den in Abbildung 27 aufgetragenen Richtcharakteristiken extrapoliert. Mit

$$N'(\Theta) = \frac{p^2(\Theta)}{\rho_o \, a_o} \quad , \tag{25}$$

ergibt sich

$$N \approx \frac{\pi^2 \, \hat{r}^2}{18 \rho_o \, a_o} \left(\sum_{n=1}^{17} p^2(5^o \cdot n) \, \sin(5^o \cdot n) + \frac{1}{2} \, p^2(90^o) \right) \tag{26}$$

Die Messungen wurden mit einem 1/4-Zoll B & K Kondensatormikrofon durchgeführt, das mit einem B & K Pistonphone geeicht wurde.

In Abbildung 28 ist die Schalleistung des Freistrahls in Watt als Funktion der Machzahl aufgetragen, wie sie nach Gleichung (26) berechnet wurde. Ohne Schwingkörper ergeben sich die Dreiecke (Δ). Die durchgezogene Linie entspricht einer Zunahme der Schalleistung nach dem u_o^8-Gesetz, das also durch die Messungen recht gut bestätigt wird. Der Proportionalitätsfaktor für den akustischen Wirkungsgrad hat mit $\approx 6.5 \cdot 10^{-5}$ die von Lighthill vorhergesagte Größenordnung.

Befestigt man nun den Schwingkörper an der Wackeldüse und mißt die Schallabstrahlung unter gleichen Bedingungen wie ohne, so ergeben sich die Kreise und die Kreuze. Die den Kreisen entsprechenden Messungen wurden ohne Turbulenzring

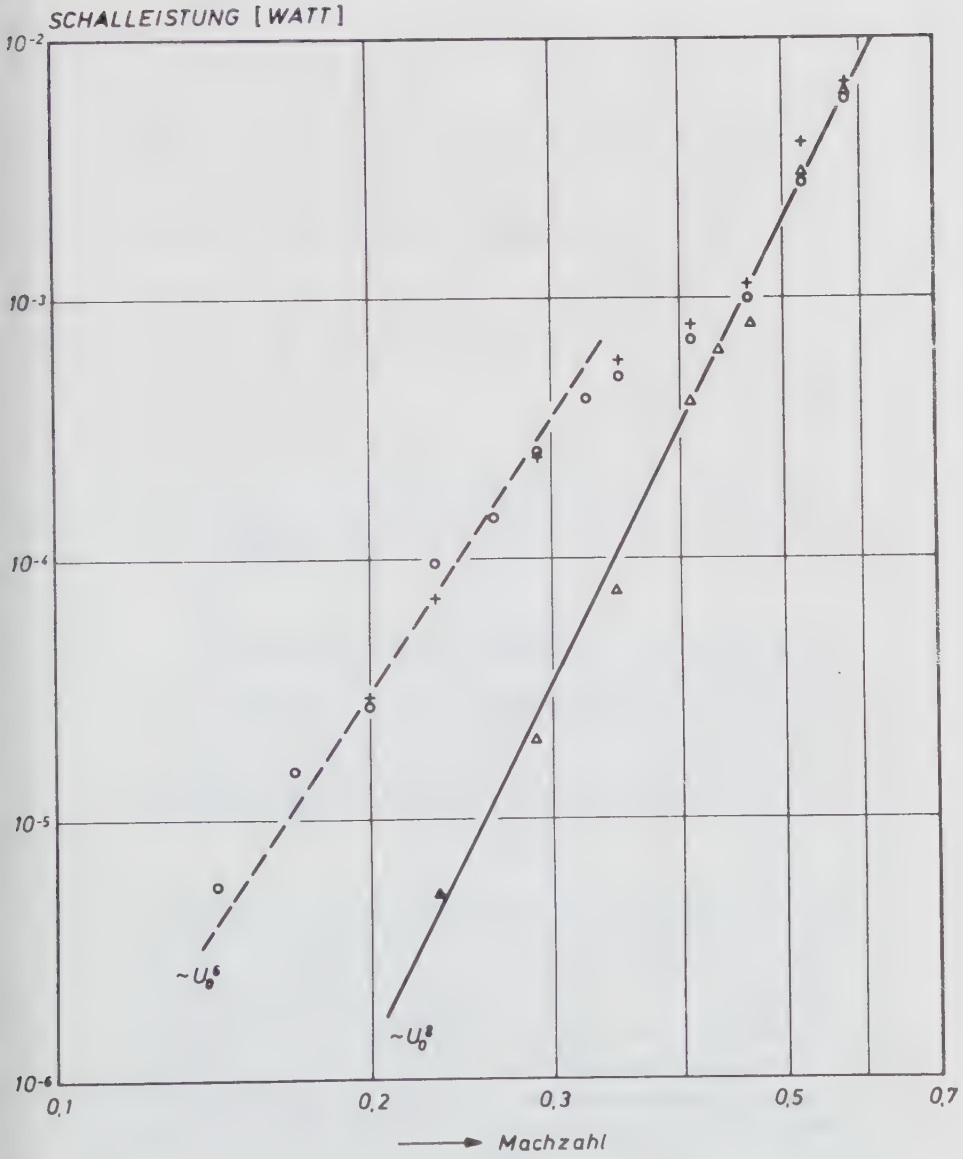

Abb. 28: Schalleistung des Freistrahls als Funktion der Machzahl

Δ ohne Schwingkörper

o mit Schwingkörper ohne Turbulenzring

\+ mit Schwingkörper mit Turbulenzring

an der Spitze des Schwingkörpers gemacht. Man sieht, daß durch den zusätzlichen Draht im Rahmen der Meßgenauigkeit kein zusätzlicher Schall erzeugt wird. Ebenso ist die Breite des Schlitzes zwischen dem festen und dem beweglichen Teil der Wackeldüse (siehe Abbildung 26 in Abschnitt 8.3) ohne Einfluß auf die Schallabstrahlung solange seine Breite nicht größer als ≈ 3 mm wird.

Die gestrichelte Linie entspricht gerade dem Anstieg der Schalleistung nach dem u_o^6-Gesetz, wie es sich für eine als Dipolstrahler wirkende feste, den Strahl begrenzende Oberfläche ergeben würde. Es zeigt sich, daß für $M \leq 0.3$ der Dipollärm dominiert. In einer Übergangszone $0.3 \leq M \leq 0.45$ steigt der Strahllärm mit weniger als u_o^6 an. Ab $M \geq 0.45$ dominiert der als Quadrupol wirkende reine Strahllärm.

8.5 Der Einfluß des Schwingkörpers auf die Spektren

In Abbildung 29 sind die Nahfeld- und Fernfeldspektren des Freistrahls mit und ohne Schwingkörper für verschiedene Geschwindigkeiten aufgetragen. Die relative Lage der Pegel für die vier Geschwindigkeiten ist dabei richtig wiedergegeben.

Bei niedrigen Frequenzen treten starke Störungen auf, die nicht auf den Strahllärm zurückzuführen sind und vom Kompressor stammen. Im Fernfeld macht sich dieser Einfluß bis etwa 400 Hz für alle 4 Geschwindigkeiten deutlich bemerkbar. Deshalb mußte bei den Schalleistungsmessungen im Fernfeld bei f = 400 Hz hochpaßgefiltert werden. Die Nahfeldspektren werden auf der Strahlachse bei $\frac{x}{D} = 2$ gemessen. Für alle Geschwindigkeiten liegt das Maximum der turbulenten Druckschwankungen bei St ≈ 0.45. Die Form der Kurven und die Lage des auf die Strouhalzahl bezogenen Maximums stimmt sehr gut mit anderen Autoren, z.B. Fuchs [17] überein.

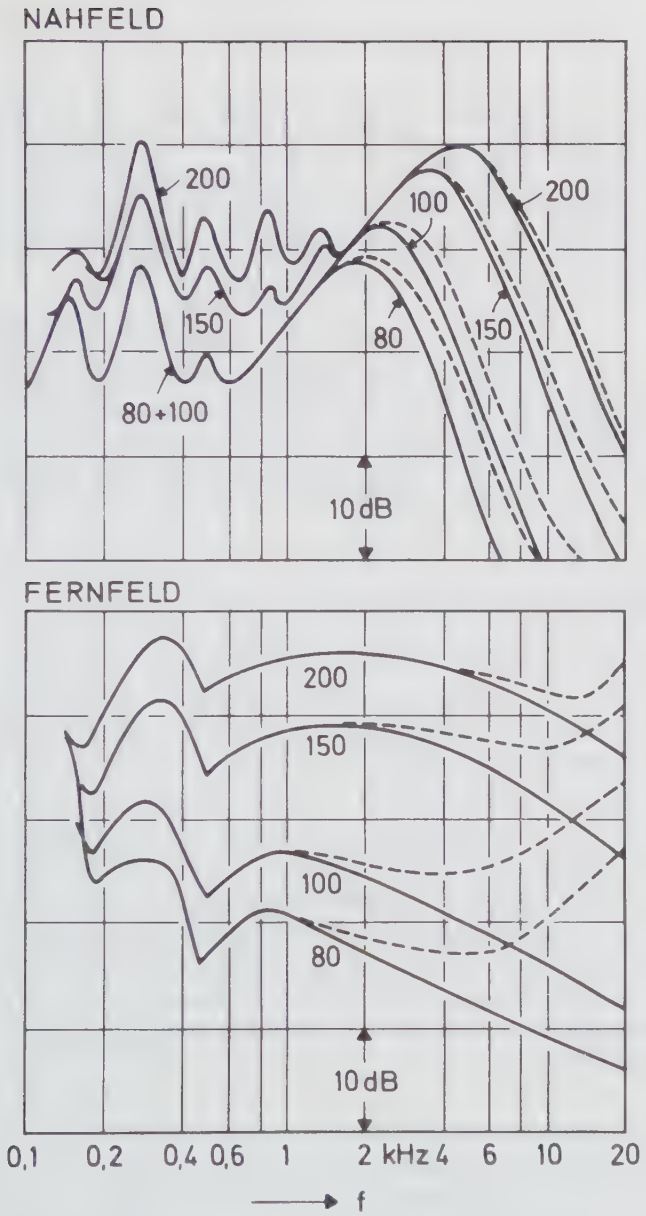

Abb. 29: Frequenzspektren im Nahfeld ($\frac{r}{D}$ = o, $\frac{x}{D}$ = 2) und im Fernfeld (θ = 45°, $\hat{r}$ = 22o cm) eines runden, turbulenten Freistrahls als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit Δf = 31.6 Hz
—— ohne Schwingkörper --- mit Schwingkörper

Das Maximum der Schallabstrahlung liegt, wie man an den Fernfeldspektren sieht, etwa bei St ≈ 0.2. Messungen von Grosche [18] zeigen ein Maximum bei der gleichen Strouhalzahl. Allerdings ist der Abfall nach dem Maximum dort steiler. Messungen von Mollo Christensen [3] ergaben ein Maximum der Schallabstrahlung bei St ≈ 0.3.

Die gestrichelten Linien zeigen den Einfluß des Schwingkörpers auf die Frequenzspektren. An den Fernfeldspektren erkennt man, daß der Anteil des Schwingkörpers an der Schallabstrahlung mit wachsender Frequenz zunimmt. Wie schon aus Abbildung 27 ersichtlich, nimmt der Anteil des Dipollärms mit wachsender Geschwindigkeit insgesamt ab.

8.6 Der Meßbereich der Wackeldüse

Der kritische Parameter, der den Einsatz der Wackeldüse begrenzt, ist die Düsenaustrittsgeschwindigkeit. Aus Abbildung 28 ist ersichtlich, daß ab $u_o \approx 170$ m/s der Dipollärm des Schwingkörpers im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht mehr zum Strahllärm beiträgt. Deshalb wäre es am sinnvollsten, nur Messungen für $M \geq 0.5$ zu machen. Betrachtet man jedoch die Anregung der Instabilitätswelle im Strahl, so stellt sich heraus, daß sich mit wachsender Strömungsgeschwindigkeit u_o die Instabilitätswelle mit der Wackeldüse immer schlechter anregen läßt. Dieses Ergebnis ist darauf zurückzuführen, daß trotz konstanter Schnelle u_{SK} des Schwingkörpers die relative Schnelle u_{SK}/u_o mit wachsender Strömungsgeschwindigkeit u_o immer kleiner wird.

Geht man also von der Anregung der Instabilitätswelle aus, so müßte man bei möglichst kleinen Geschwindigkeiten messen. Zu kleinen Geschwindigkeiten hin wird der Meßbereich durch den Dynamikbereich des Fernfeldmikrofons begrenzt. Das

1/4-Zoll B & K Kondensatormikrofon hat eine untere Grenze des Dynamikbereichs von 67 dB. Wie man an Abbildung 27 erkennt, wird diese untere Grenze bei u_o = 80 m/s im Fernfeld schon fast erreicht. Die Messungen wurden deshalb im Geschwindigkeitsbereich 100 m/s $\leq u_o \leq$ 150 m/s durchgeführt, in dem eine genügend große Amplitude der Instabilitätswelle erzeugt werden konnte.

Im auszumessenden Strouhalzahlbereich 0.1 $\leq$ St $\leq$ 1.5 ergibt sich bei einem Düsendurchmesser D = 2 cm für den Frequenzbereich 500 Hz $\leq f \leq$ 7500 Hz. Die untere Frequenzgrenze liegt noch oberhalb der im Fernfeld störenden, vom Kompressor stammenden Frequenz f = 400 Hz. Bei einer Wellenlänge λ = 69 cm wird allerdings die Fernfeldbedingung $\hat{r} >> \lambda$ bei einem Abstand $\hat{r}$ = 220 cm Düse - Fernfeldmikrofon nur schlecht erfüllt. Bei tiefen Frequenzen sind außerdem die Absorptionseigenschaften der Wandauskleidung ungenügend (siehe Abschnitt 8.1).

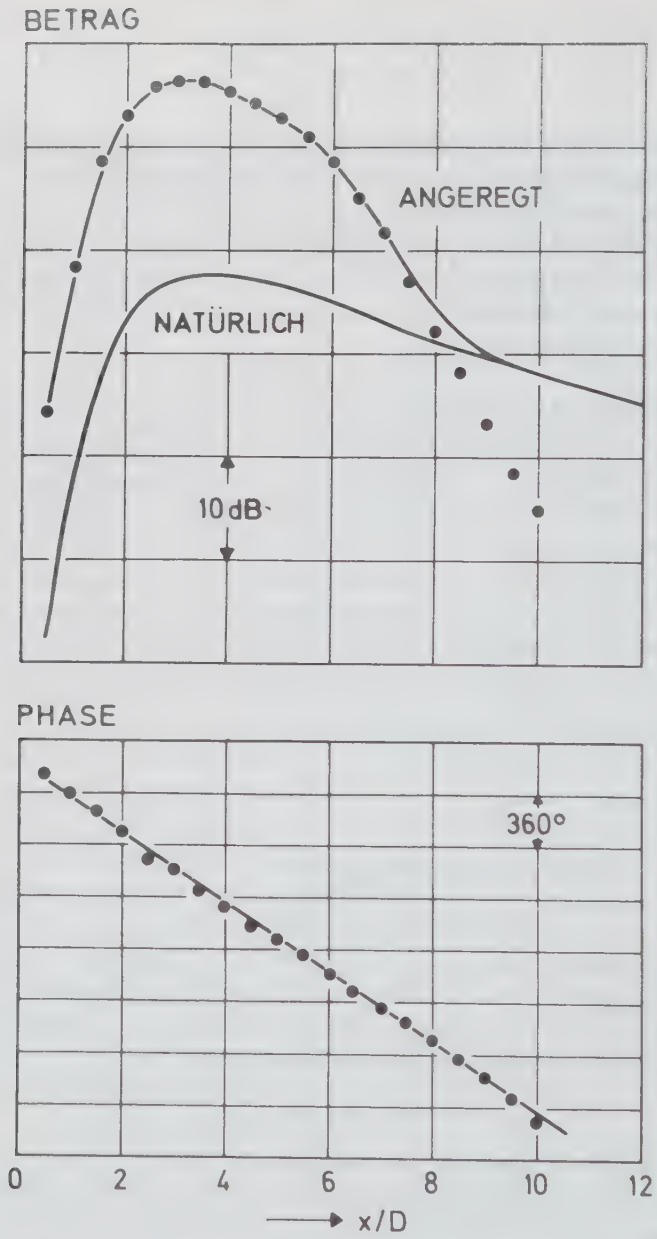

Abb. 3o: Wechseldruck auf der Strahlachse
M = o.35 St = o.5

9. Die mit der Wackeldüse angeregte Instabilitätswelle

In Abbildung 30 ist ein typisches Meßergebnis im natürlichen und im mit der Wackeldüse angeregten Freistrahl für M = 0.35 und St = 0.5 aufgetragen. Mit dem Nahfeldmikrofon wurde der Effektivwert des mit einer Bandbreite von 3.16 Hz gefilterten Wechseldruckes auf der Strahlachse im angeregten und im natürlichen Strahl in Achsenrichtung gemessen. Die durchgezogenen Betragskurven entsprechen dem Ergebnis dieser Messungen, wobei die Beträge in willkürlichen Einheiten eingezeichnet sind. Außerdem wurde aus dem Real- und Imaginärteil des mit dem phasenempfindlichen Gleichrichter gemessenen Wechseldruckes im angeregten Strahl der Betrag und die Phase der Instabilitätswelle nach den in Abschnitt 3.3 angegebenen Formeln berechnet. Dem Betrag und der Phase der Instabilitätswelle auf der Strahlachse entsprechen die Punkte in Abbildung 30. Die Messungen im angeregten Strahl wurden im allgemeinen mit einer Mittelungszeit von 30 sec durchgeführt. Der Betrag der Instabilitätswelle entspricht deshalb dem mit einer Bandbreite von $\Delta f = \frac{1}{30}$ Hz gefilterten Effektivwert des Wechseldruckes auf der Strahlachse.

Um den Nullpunkt in x-Richtung eindeutig festzulegen, bedeutet $\frac{x}{D} = 0$ für alle folgenden Messungen mit der Wackeldüse die Ebene, in der sich die Hinterkante der festen Düse befindet. Die im folgenden beschriebenen Wechseldruckmessungen im Strahl wurden im allgemeinen auf der Strahlachse durchgeführt, da in der Scherschichtmitte der Schwingkörper der Wackeldüse diese Messungen in Düsennähe verhindert. Bei den Messungen im natürlichen Strahl wurde der Schwingkörper der Wackeldüse nicht entfernt, sodaß der Wechseldruck immer gemäß den Nahfeldspektren in Abbildung 29 beeinflußt wird.

Die Apparatur bietet die Möglichkeit, Experimente über Modenkopplung zu machen. Da einmal die Wackeldüse nicht klirrt

und zum anderen der phasenempfindliche Gleichrichter auch Messungen bei der doppelten Frequenz des Steuersignals erlaubt, wurden für verschiedene Strouhalzahlpaare Messungen bei der doppelten Anregungsfrequenz durchgeführt. Es stellte sich dabei heraus, daß bei der doppelten Anregungsfrequenz keine Instabilitätswelle angeregt wurde, die mit der bei der Anregungsfrequenz angeregten Instabilitätswelle in einer festen Phasenbeziehung steht.

9.1 Vergleich der mit der Wackeldüse und der mit dem Lautsprecher an der Berliner Apparatur angeregten Instabilitätswelle

In Abbildung 31 und 32 ist der Wechseldruck auf der Strahlachse im natürlichen und im angeregten Strahl für St = 0.7 und St = 0.3 in willkürlichen Einheiten aufgetragen. Dabei werden Messungen des Wechseldruckes der Instabilitätswelle miteinander verglichen, die in Göttingen mit Wackeldüsen- und in Berlin mit Lautsprecheranregung auf der Strahlachse durchgeführt worden sind.

In Abbildung 31 werden die Ergebnisse für St = 0.7 wiedergegeben, wobei mit der Wackeldüse bei u_o = 56 m/s und u_o = 100 m/s angeregt wurde. Die Betragskurven wurden so verschoben, daß im natürlichen Strahl die gemessenen Wechseldrucke für beide Geschwindigkeiten den gleichen Pegel haben. (Der absolute Druckpegel ist natürlich für u_o = 100 m/s größer als für u_o = 56 m/s). Im angeregten Strahl sind die mit dem phasenempfindlichen Gleichrichter mit $\Delta f = \frac{1}{30}$ Hz und die mit dem Analysator mit Δf = 3.16 Hz gemessenen Beträge identisch. Bei u_o = 100 m/s (+) wurde die Instabilitätswelle stärker angeregt als bei u_o = 56 m/s (x). Die Betrags- und Phasenkurven haben jedoch den gleichen Verlauf. Die Beträge unterscheiden sich im gesamten Meßbereich auf der Achse um 10 dB, die Phasen sind bis auf einen unter-

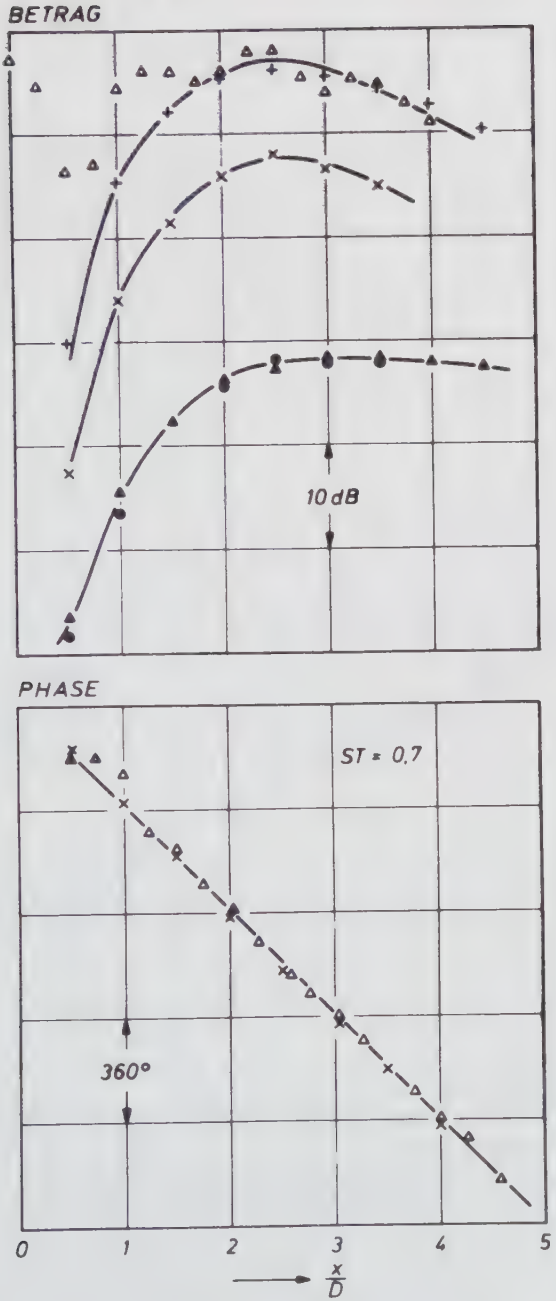

Abb. 31: Instabilitätswelle auf der Strahlachse
M = 0.16 x Wackeldüsenanregung • natürlicher Strahl
M = 0.29 + " ▲ " "
M = 0.26 Δ Lautsprecheranregung (Berlin)

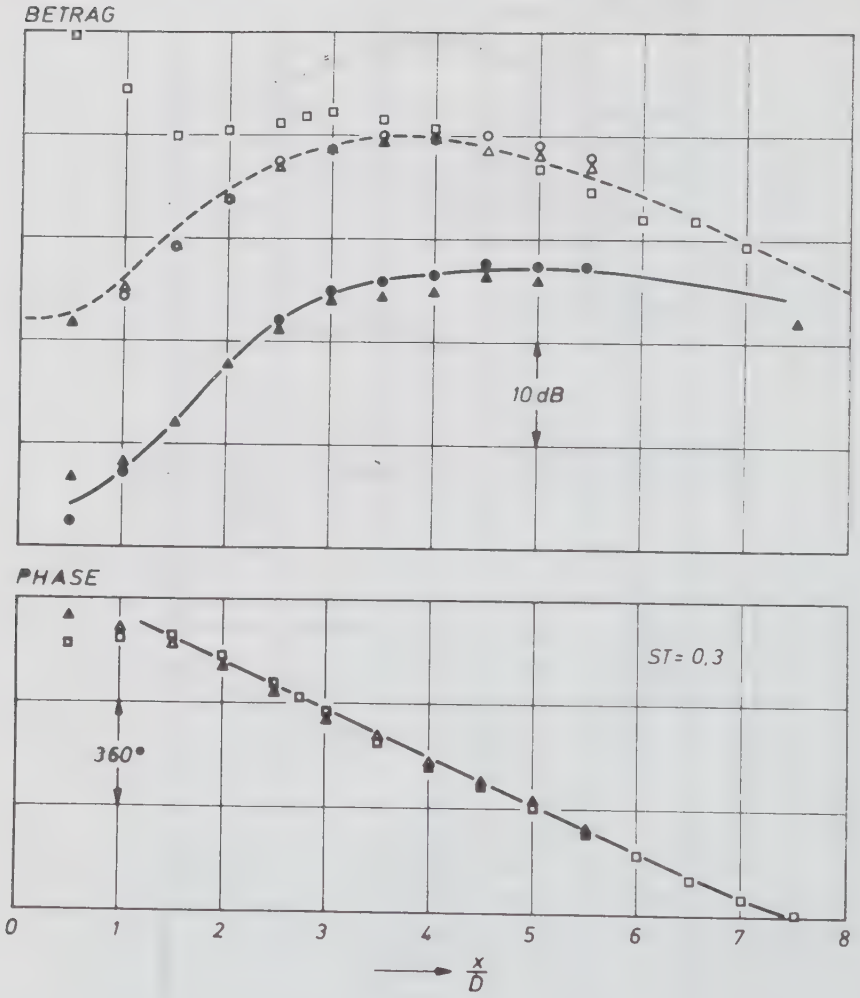

Abb. 32: Wechseldruck auf der Strahlachse
M = 0.29 • natürlicher Strahl, o Wackeldüsenanregung
M = 0.38 ▲ " " , Δ "
M = 0.09 □ Lautsprecheranregung (Berlin)

schiedlichen Nullphasenwinkel gleich. Deshalb wurde die Phase nur für u_o = 56 m/s eingezeichnet. Die Dreiecke (Δ) sind das Ergebnis einer Messung mit Lautsprecheranregung in Berlin. Die Bandbreite betrug dabei 17 Hz, die Strömungsgeschwindigkeit u_o = 90 m/s. Die Phasen der mit dem Lautsprecher an der Berliner Apparatur und der mit der Wackeldüse an der Göttinger Apparatur angeregten Instabilitätswelle stimmen sehr gut überein. Beim Vergleich der Beträge muß man die Eigenschaften der Berliner Apparatur mit in Betracht ziehen (siehe Abschnitt 6.1). In Abbildung 32 sind die gleichen Messungen für St = 0.3 aufgetragen. Die gestrichelte Linie ist eine Hitzdrahtmessung der Geschwindigkeitsschwankungen auf der Strahlachse von Crow und Champagne [4], die die Instabilitätswelle ebenfalls mit einem Lautsprecher angeregt haben. Die sehr gute Übereinstimmung mit den Wechseldruckmessungen macht noch einmal deutlich, daß Wechseldruck und Geschwindigkeitsschwankungen auf der Strahlachse fast völlig korreliert sind. Die Betragskurve der mit dem Lautsprecher an der Berliner Apparatur angeregten Instabilitätswelle weicht für kleine Werte von $\frac{x}{D}$ deutlich von der mit der Wackeldüse angeregten Instabilitätswelle ab.

9.2 Direkter Vergleich der mit der Wackeldüse und der mit dem Lautsprecher angeregten Instabilitätswelle

Um einen möglichst genauen Vergleich der beiden Anregungsarten der Instabilitätswelle zu erhalten, wurde die Instabilitätswelle an der Göttinger Apparatur zuerst mit der Wackeldüse und anschließend mit dem Lautsprecher in der Düsenvorkammer angeregt.

Das Ergebnis einer solchen Messung ist in Abbildung 33 zu sehen. Dort sind die Wechseldrucke der Instabilitätswelle auf der Strahlachse aufgetragen, wie man sie bei Lautsprecher (o) - und bei Wackeldüsenanregung erhält. Zum Vergleich ist der Betrag des Wechseldruckes des nichtangeregten Strahls mit

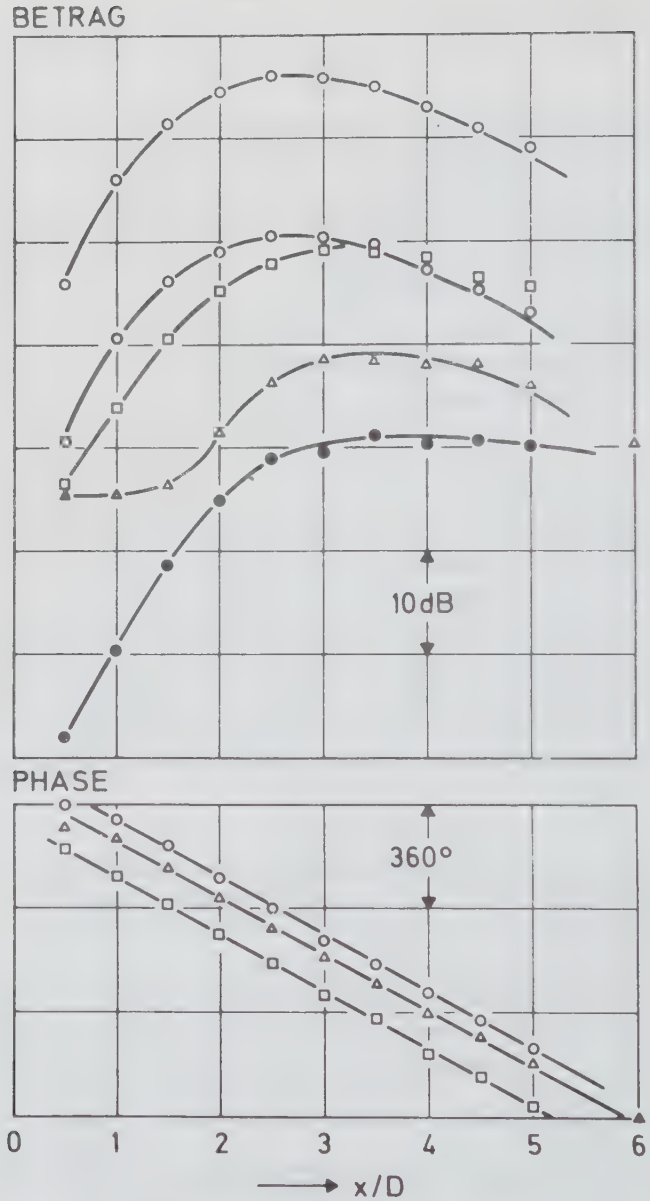

Abb. 33: Wechseldruck auf der Strahlachse St = 0.4, M = 0.35

- o Lautsprecheranregung
- □ Wackeldüsenanregung
- Δ kompensiert
- • natürlicher Strahl

aufgetragen (•). Die Betragskurven liegen im richtigen Abstand zueinander, die absoluten Pegel sind willkürlich gewählt. Vergleicht man die Beträge der mit dem Lautsprecher und der mit der Wackeldüse angeregten Instabilitätswellen, so stellt man fest, daß die Kurven um etwa $\frac{D}{4}$ in x-Richtung gegeneinander verschoben sind. Diese Differenz entspricht ungefähr dem Abstand Düsenhinterkante-Turbulenzring im Schwingkörper. Eine Erklärung für dieses Ergebnis wäre, daß bei Lautsprecheranregung die Instabilitätswellen direkt an der Düsenhinterkante entstehen. Bei Wackeldüsenanregung erzeugt der Turbulenzring die Instabilitätswelle ≈ 5 mm stromab. Beide Instabilitätswellen zeigen gleiches Verhalten, d.h. Anwachsen und Zerfall geschieht auf die gleiche Art und Weise. Das Meßergebnis steht im Widerspruch zur Annahme, daß der Strahl ein inhomogener Wellenleiter bezüglich der Instabilitätswelle ist. Der Abstand von $\approx \frac{D}{4}$ zwischen der vom Lautsprecher und der von der Wackeldüse angeregten Instabilitätswelle ist allerdings nicht signifikant. Der Abstand ist sehr stark abhängig von der Aufhängung des Schwingkörpers. Ist die Aufhängung nicht ganz optimal, so kann sich der Abstand stark verkleinern. Da es sehr schwierig war, den Schwingkörper optimal aufzuhängen und gleichzeitig seinen Abstand zur Düsenhinterkante zu verändern, wurde das Phänomen der an verschiedenen Orten im Strahl angeregten Instabilitätswellen nicht genauer untersucht.

Es sei noch darauf hingewiesen, daß im Strouhalzahlbereich $0.4 \leq St \leq 0.6$ die in beiden Apparaturen mit dem Lautsprecher angeregten Instabilitätswellen im Rahmen der Meßgenauigkeit identisch waren und am gleichen Ort entstanden. Das bedeutet, daß der vor der Düse befindliche Schwingkörper keinen Einfluß auf die vom Lautsprecher angeregte Instabilitätswelle hat.

Eine Möglichkeit, den Anregungsmechanismus der Instabilitätswellen genauer zu untersuchen, bietet eine sogenannte Kompensationsmessung. Dazu wurde das Nahfeldmikrofon bei $\frac{x}{D} = 3$ auf

der Strahlachse befestigt, also für St = o.4 ungefähr im Maximum der Instabilitätswelle auf der Strahlachse. Die beiden Anregungsmechanismen wurden gleichzeitig betrieben und zwar so, daß der sinusförmige Wechseldruck am Ort des Mikrofons möglichst klein wurde. Dazu wurde zuerst die Wackeldüse mit größtmöglicher Amplitude betrieben und der Instabilitätswellenwechseldruck nach Betrag und Phase gemessen. Anschließend wurde die Wackeldüse abgestellt und der Lautsprecher so angesteuert, daß der Betrag des Instabilitätswellenwechseldruckes gleichblieb, die Phase jedoch um 18o^{o} gedreht war. Betreibt man nun beide Anregungsmechanismen gleichzeitig, so sollte bei $\frac{x}{D} = 3$ der sinusförmige Wechseldruck im Prinzip verschwinden. Das Ergebnis dieser Messung sind die Dreiecke (Δ) in Abbildung 33. Da die Signale ziemlich schwankten, war eine totale Kompensation nicht möglich. Daß es sich wirklich um eine Kompensationsmessung handelt, erkennt man, wenn man die Wechseldruckverläufe der beiden zur Kompensation benutzten Anregungsmechanismen alleine mißt. Das Ergebnis dieser Messungen sind die beiden Kurven darüber. Man sieht, daß der Betrag bei Lautsprecheranregung etwas größer ist als bei Wackeldüsenanregung. Immerhin läßt sich eine Kompensation von gut 1o dB erreichen. Die Phasen der beiden Signale unterscheiden sich recht gut um 18o^{o}.

Der Betrag der bei der Kompensation angeregten Instabilitätswelle hat ab $\frac{x}{D} \geq 2$ den gleichen Verlauf wie die mit dem Lautsprecher angeregte, wenn man sie um $\frac{x}{D} \approx o.7$ in negative x-Richtung verschiebt. Die Phase der Kompensationsinstabilitätswelle liegt etwa in der Mitte zwischen der Phase der mit dem Lautsprecher und der mit der Wackeldüse angeregten Instabilitätswelle.

In Abbildung 33 ist zusätzlich noch die mit dem Lautsprecher maximal anregbare Instabilitätswelle aufgetragen. Ihr Betrag hat den gleichen Verlauf wie der Betrag der bei der Kompensation mit dem Lautsprecher allein angeregten Instabilitätswelle.

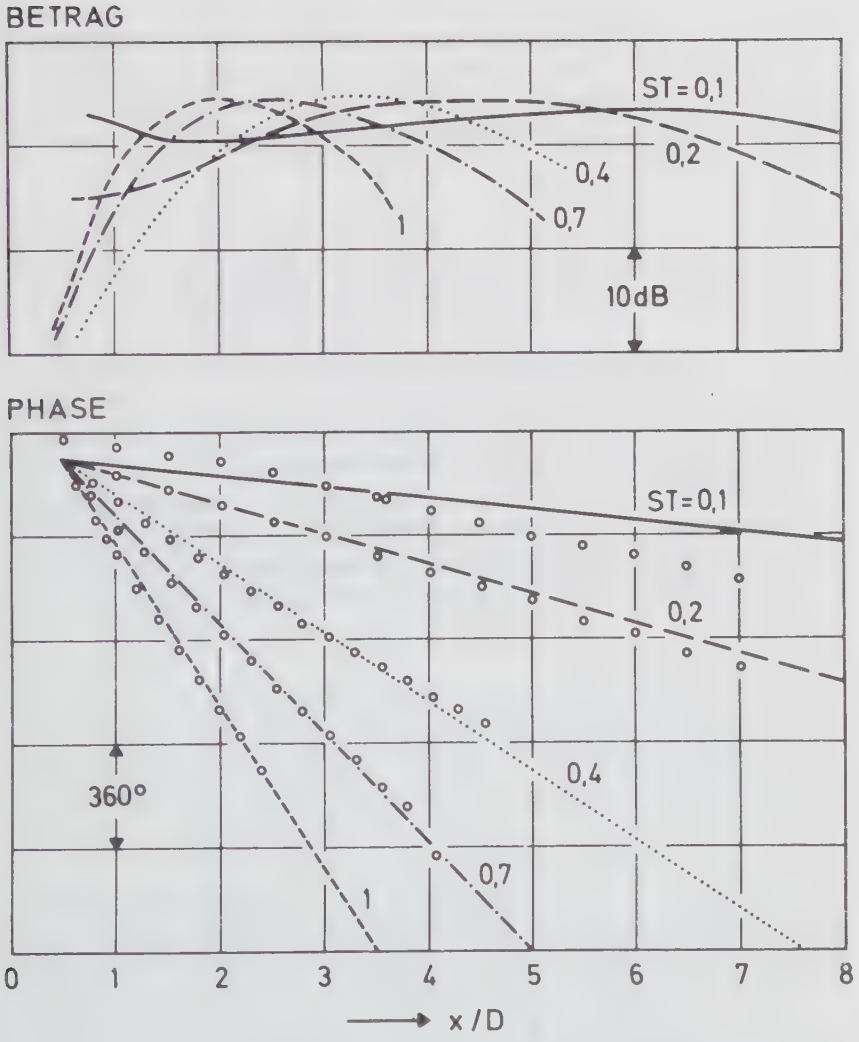

Abb. 34: **Instabilitätswelle** als Funktion der Strouhalzahl
o **Phase der axialsymmetrischen** Turbulenzkomponente

Gleichzeitig mit den Messungen im Nahfeld, deren Ergebnisse in Abbildung 33 aufgetragen sind, wurden auch die entsprechenden Richtcharakteristiken im Fernfeld gemessen. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 38 in Kapitel 1o eingezeichnet.

9.3 Die mit der Wackeldüse angeregte Instabilitätswelle auf der Strahlachse als Funktion der Strouhalzahl

In Abbildung 34 sind die Wechseldrucke auf der Strahlachse der bei den Strouhalzahlen St = o.1, o.2, o.4, o.7 und St = 1 mit der Wackeldüse angeregten Instabilitätswellen nach Betrag und Phase in willkürlichen Einheiten aufgetragen. Die Betragskurven wurden so verschoben, daß die Maxima etwa auf gleicher Höhe liegen. Die Betragsverläufe ändern sich ähnlich als Funktion der Strouhalzahl, wie die in Abbildung 15 in Abschnitt 5.3 eingezeichneten Beträge der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente.

Die Phasenkurven wurden so verschoben, daß für alle Strouhalzahlen die Phasen bei $\frac{x}{D}$ = o.5 gleich sind. Zum Vergleich sind in Abbildung 34 noch die Phasenverläufe der axialsymmetrischen Turbulenzkomponenten bei den entsprechenden Strouhalzahlen mit eingetragen (O).

In Abbildung 35 ist der reziproke Ort des Maximums der Instabilitätswellen auf der Strahlachse als Funktion der Strouhalzahl aufgetragen (Δ). Das Ergebnis stimmt sehr gut mit Messungen im natürlichen Strahl von Fuchs und Michalke (x) [1o] sowie Seiner und Reethof (+) [19] überein. Zum Vergleich ist in Abbildung 35 noch der reziproke Ort des Maximums der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente in der Scherschichtmitte als Funktion der Strouhalzahl eingetragen.

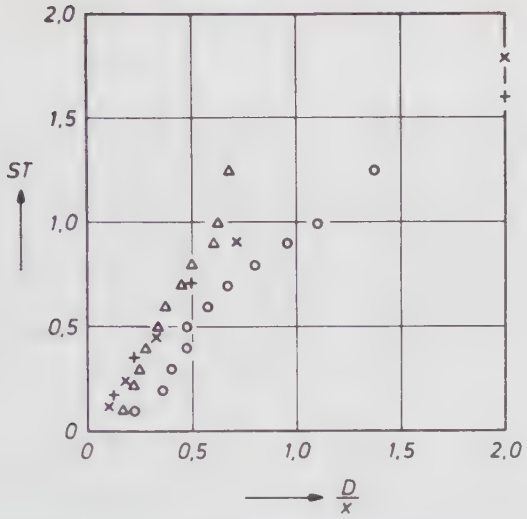

Abb. 35: Maximum kohärenter Strukturen in Achsenrichtung als Funktion der Strouhalzahl

Δ Instabilitätswelle ($\frac{R}{D}$ = o)

o axialsymmetrische Turbulenzkomponente ($\frac{R}{D}$ = o.5)

x Fuchs und Michalke [1o]

+ Seiner und Reethof [19]

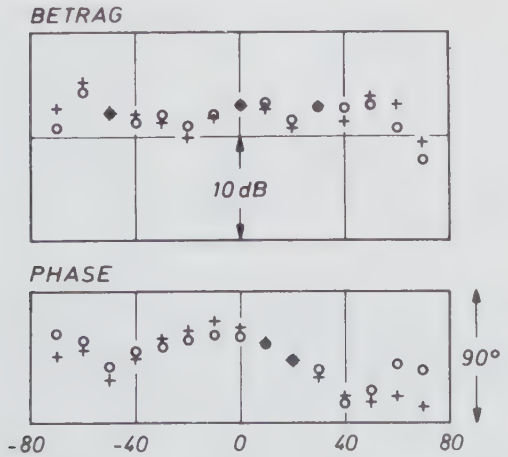

Abb. 36: Schalldruck im Fernfeld bei u_o = o, f = 24oo Hz

o Wackeldüse + Lautsprecher

1o. Die Schallabstrahlung der Instabilitätswelle

Die Schallabstrahlung der künstlich angeregten Instabilitätswelle wurde durch Messungen von Richtcharakteristiken im Fernfeld des Freistrahls untersucht. Der Abstand ℓ Düse - Fernfeldmikrofon betrug dabei für alle Messungen 2.2 m. Die Messungen wurden im Abstrahlwinkelbereich $-7o^{o} \leq \theta \leq 7o^{o}$ durchgeführt. Leider strahlt die Wackeldüse selber ein schwaches Schallfeld ab.

In Abbildung 36 ist das von der Wackeldüse abgestrahlte Schallfeld bei ruhender Luft nach Betrag und Phase in willkürlichen Einheiten aufgetragen. Zum Vergleich ist bei der gewählten Frequenz von f = 24oo Hz das vom Vorkammerlautsprecher abgestrahlte Schallfeld mit eingezeichnet. Der Lautsprecher wurde so angesteuert, daß der Pegel des von ihm abgestrahlten Schallfeldes im Fernfeld etwa gleich dem Pegel des von der Wackeldüse abgestrahlten Schallfeldes war. Die Phasendifferenz zwischen den beiden Schallfeldern wurde so eingestellt, daß sie für alle Abstrahlwinkel θ möglichst klein ist. Bei der gewählten Frequenz f = 24oo Hz ist die Wellenlänge λ = 14 cm, damit also groß gegen die Abmessungen des Schwingkörpers, und die Wackeldüse strahlt wie ein Lautsprecher ab. Der genaue Betrags- und Phasenverlauf des von der Wackeldüse abgestrahlten Schallfeldes hängt in gewissen Grenzen noch von der Aufhängung des Schwingkörpers ab. Bei optimaler Anordnung des Schwingkörpers (siehe Abschnitt 8.3) ist das in Abbildung 36 eingezeichnete Meßergebnis jedoch sehr gut reproduzierbar.

Regt man mit der Wackeldüse im Freistrahl eine Instabilitätswelle an und mißt im Fernfeld das vom Freistrahl bei der Anregungsfrequenz abgestrahlte sinusförmige Schallfeld, so erhält man die phasenrichtige Überlagerung des Instabilitätswellen- und des Wackeldüsenschallfeldes. Beide Schallfelder lassen sich nicht voneinander trennen, da sie in einer festen Phasenbeziehung zueinander stehen. Um die Größenordnung des Instabilitäts-

wellen- und des Wackeldüsenschallfeldes abschätzen zu können, wurden bei optimaler Aufhängung des Schwingkörpers bei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten im Freistrahl Instabilitätswellen angeregt, ohne daß die Amplitude und die Frequenz des Schwingkörpers geändert wurden. Die Schallabstrahlung der Wackeldüse ist fast nur abhängig von der Amplitude des Schwingkörpers, deshalb sollte für alle Strömungsgeschwindigkeiten der Pegel des von der Wackeldüse abgestrahlten Schallfeldes nahezu konstant bleiben. Der absolute Wechseldruckpegel der Instabilitätswelle im Freistrahl nimmt mit wachsender Strömungsgeschwindigkeit zu, deshalb sollte der Pegel des Instabilitätswellenschallfeldes im Fernfeld ebenfalls zunehmen.

In Abbildung 37 sind der Betrag und die Phase des mit dem phasenempfindlichen Gleichrichter im Fernfeld gemessenen sinusförmigen Schalldruckes in willkürlichen Einheiten aufgetragen. Die entsprechenden Betrags- und Phasenkurven sind dabei in ihrer relativ richtigen Lage zueinander wiedergegeben. Die Messungen wurden bei einer Anregungsfrequenz von f = 25oo Hz bei Strömungsgeschwindigkeiten von u_o = o m/s, u_o = 71.4 m/s (St = o.7), u_o = 1oo m/s (St = o.5) und u_o = 125 m/s (St = o.4) durchgeführt. Es zeigt sich, daß mit wachsender Strömungsgeschwindigkeit die Pegel der abgestrahlten Schallfelder nur wenig zunehmen. Neben dem leichten Anwachsen des Betrages mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit ändern die Betragskurven auch ihre Form. Das sich in Achsenrichtung ausbildende Minimum des Betrages ist durch Brechungseffekte zu erklären [2o]. Die in Achsenrichtung laufenden Schallstrahlen werden durch den mittleren Strömungsgradienten von der Strahlachse weggebrochen, wobei sich ihre Energie auf die restlichen Richtungen verteilt. Das sich ausbildende Maximum bei $\theta = 2o^o$ könnte eventuell auf die Schallabstrahlung der Instabilitätswellen zurückzuführen sein.

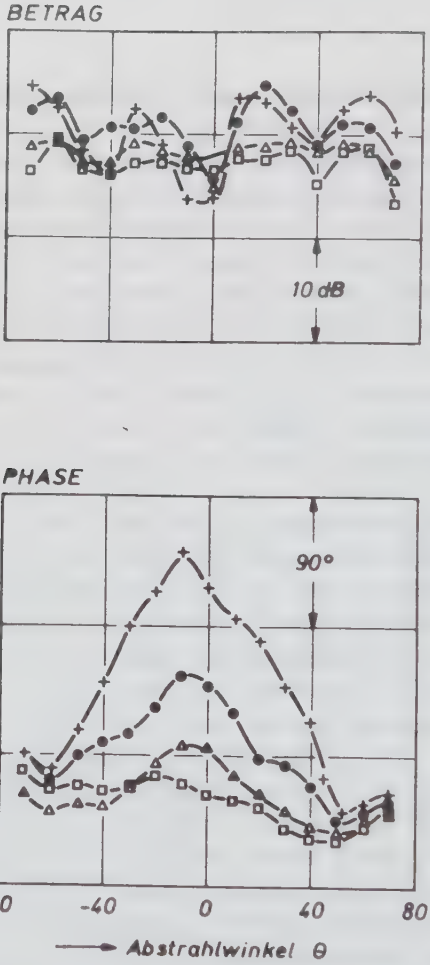

Abb. 37: Schalldruck des mit der Wackeldüse angeregten Freistrahls im Fernfeld bei konstanter Anregungsstärke als Funktion der Geschwindigkeit f = 2500 Hz

□ u_o = 0 m/s Δ u_o = 71.4 m/s (St = 0.7)

• u_o = 100 m/s (St=0.5) + u_o = 125 m/s (St = 0.4)

Bei u_o = o wurde festgestellt, daß der Pegel des von der Wackeldüse abgestrahlten Schallfeldes sehr stark zunehmen kann, wenn der Schwingkörper nicht optimal aufgehängt ist. Die Zunahme und Änderung des Betrages in Abbildung 37 könnte deshalb auch auf dem Einfluß der Strömung auf den Schwingkörper beruhen.

Betrachtet man die Phasenverläufe, so fällt auf, daß mit wachsender Strömungsgeschwindigkeit die Phase in Achsenrichtung immer mehr gegen die Phase für achsenferne Winkel vorauseilt. Dieses Ergebnis läßt sich qualitativ durch folgendes Modell beschreiben. Die Schallwelle, die von einer Punktquelle in der Düsenebene abgestrahlt wird, ist in komplexer Schreibweise gegeben durch

$$p(\underline{r},t) \sim e^{j(\omega t - k\underline{r})} \tag{27}$$

Für die Phase $\hat{\Phi}$ an einem Ort $\underline{r}$ im Fernfeld zur Zeit t gilt dann

$$\hat{\Phi} \sim -k\underline{r} = -\frac{\omega \underline{r}}{c} \tag{28}$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit c ist gegeben durch die Summe aus Schallgeschwindigkeit a_o und örtlicher Strömungsgeschwindigkeit. Das bedeutet, daß die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit zunimmt, je kleiner der Betrag des Abstrahlwinkels Θ wird. Sie erreicht ein Maximum für Θ = o. Vergrößert man in Gleichung (28) die Ausbreitungsgeschwindigkeit c, erhält man auch einen größeren Wert der Phase $\hat{\Phi}$.

Die in Abbildung 37 dargestellten Meßergebnisse zeigen, daß die Schallabstrahlung der Instabilitätswelle maximal in derselben Größenordnung liegt wie die Schallabstrahlung der Wakkeldüse selbst, wahrscheinlich aber sogar noch geringer ist.

In Abbildung 38 sind für St = o.4 und M = o.35 die Fernfeldcharakteristiken des mit dem Lautsprecher und der Wackeldüse

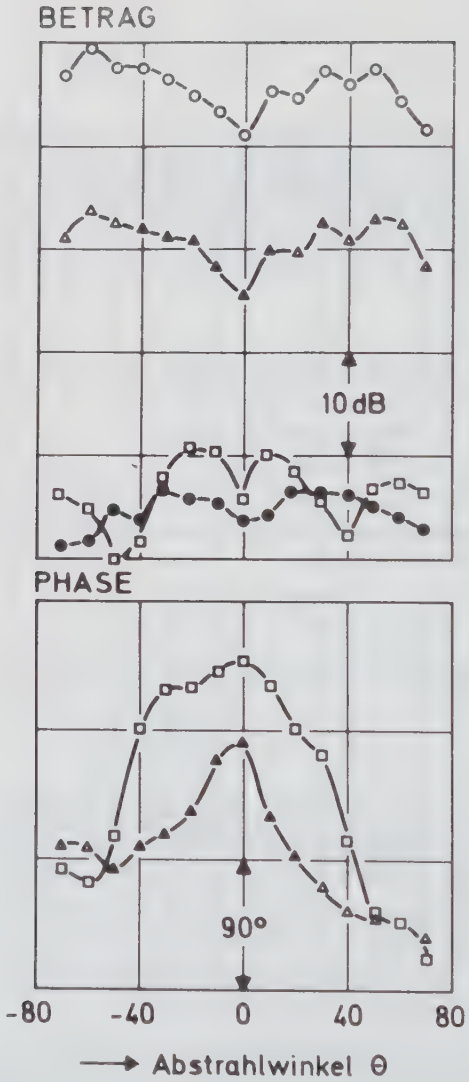

Abb. 38: Schalldruck im Fernfeld
M = 0.35 St = 0.4
o Lautsprecheranregung
□ Wackeldüsenanregung
Δ kompensiert
• natürlicher Strahl

angeregten, sowie des natürlichen Freistrahls in einem willkürlichen Maßstab aufgetragen. Die Beträge und die Phasen sind in der relativ richtigen Lage zueinander wiedergegeben. Die oberste Betragskurve (o) ergibt sich bei maximaler Anregung der Instabilitätswelle mit dem Lautsprecher. Sie hat die gleiche Form wie die bei der Kompensationsmessung (Δ) erhaltene Betragskurve. Bei der Kompensationsmessung wurden Wackeldüse und Lautsprecher so betrieben, daß die von ihnen im Nahfeld angeregten Instabilitätswellen gleiche Amplituden und um 180^{o} verschobene Phasen hatten(siehe Abschnitt 9.2).

Schaltet man die Wackeldüse aus, so verändert sich weder der Betrag noch die Phase der Kompensationsrichtcharakteristik. Das zeigt erstens, daß der Pegel des von der Kompensationsinstabilitätswelle und von der Wackeldüse zusammen abgestrahlten Schallfeldes klein ist gegen den Pegel des vom Lautsprecher durch die Düse abgestrahlten Schallfeldes. Zweitens folgt, daß auch der Pegel des Schallfeldes, das von der vom Lautsprecher angeregten Instabilitätswelle abgestrahlt wird, klein ist gegen den Pegel des Lautsprecherschallfeldes. Der Lautsprecher strahlt also durch die Düse sehr viel effektiver ins Fernfeld ab, als die im Freistrahl angeregte Instabilitätswelle oder der Schwingkörper der Wackeldüse.

Die Richtcharakteristik bei Wackeldüsenanregung allein wird durch die Vierecke (□) wiedergegeben. Obwohl die im Nahfeld angeregte Instabilitätswelle die gleiche Amplitude wie bei Lautsprecheranregung hatte, ist der abgestrahlte Schallpegel um mehr als 2o dB kleiner. Er liegt bei der gewählten Filterbandbreite etwa in der gleichen Größenordnung wie der vom natürlichen Strahl abgestrahlte Schallpegel. (Es sei noch darauf hingewiesen, daß bei M = o.35 ein Teil des vom natürlichen Freistrahl abgestrahlten Schalls vom Schwingkörper der Wackeldüse erzeugt wird.)

Faßt man die Fernfeldmeßergebnisse in Abbildung 38 und die zugehörigen Nahfeldmeßergebnisse in Abbildung 33 zusammen, so kommt man zu folgendem Ergebnis:

Im Nahfeld eines runden turbulenten Freistrahls läßt sich mit der Wackeldüse eine Instabilitätswelle anregen. Bei St = 0.4, M = 0.35 und Δf = 3.16 Hz läßt sich z.B. erreichen, daß der Wechseldruckpegel der Instabilitätswelle um mehr als 20 dB über dem Wechseldruckpegel des natürlichen Freistrahls liegt. Mißt man unter gleichen Bedingungen den ins Fernfeld abgestrahlten Schall, so stellt sich heraus, daß der Pegel des von der Wackeldüse und der Instabilitätswelle zusammen abgestrahlten Schallfeldes um höchstens 5 dB über dem Pegel des vom natürlichen Freistrahls abgestrahlten Schallfeldes liegt. Dieses Ergebnis zeigt, daß die mit der Wackeldüse angeregte Instabilitätswelle, verglichen mit der Turbulenz im natürlichen Strahl, kaum Schall abstrahlt.

An Abbildung 38 und 34 läßt sich noch zusätzlich der lineare Zusammenhang zwischen der Amplitude der anregenden Schallschnelle, der Amplitude der Instabilitätswelle und dem Pegel des ins Fernfeld abgestrahlten Schallfeldes ablesen. Erhöht man im Nahfeld den Pegel der Instabilitätswelle im Strahl, so wird auch im Fernfeld der Schallpegel um 16 dB größer. Bei Wackeldüsenanregung ergibt sich ebenfalls ein linearer Zusammenhang zwischen der Amplitude des Schwingkörpers, der Amplitude der Instabilitätswelle und der Amplitude des abgestrahlten Schallfeldes. (Als Maß für die Amplitude des Schwingkörpers bzw. des Lautsprechers wurde die Amplitude der antreibenden Wechselspannung benutzt).

11. Versuch einer Abschätzung des Anteils der Instabilitätswelle an der Schallabstrahlung des turbulenten Freistrahls

Wie in den Kapiteln 7 und 9 gezeigt wurde, sind die im Freistrahl künstlich angeregte Instabilitätswelle und die axialsymmetrische Turbulenzkomponente im Strouhalzahlbereich $0.1 \leq St \leq 1.5$ einander sehr ähnlich. Die Phasenverläufe der beiden Strukturen sind im gesamten Strouhalzahlbereich nahezu gleich (siehe Abbildung 22 in Abschnitt 7.1). Die Betragskurven haben im Rahmen der in Abschnitt 5.2 beschriebenen Definition der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente zumindest eine ähnliche Form. Deshalb liegt es nahe, die axialsymmetrische Turbulenzkomponente als statistisch angeregte Instabilitätswelle anzusehen und zu fragen, wie weit die Schallabstrahlung des natürlichen Freistrahls von diesen hypothetischen Instabilitätswellen stammt. Bei der folgenden Abschätzung wird die in Kapitel 10 nachgewiesene Linearität zwischen der Amplitude der Instabilitätswelle und der Amplitude des von der Instabilitätswelle abgestrahlten Schallfeldes ausgenutzt. Der Anteil W des von der Instabilitätswelle abgestrahlten Schalls am gesamten abgestrahlten Schall wäre dann wie folgt zu definieren.

$$W = \frac{\text{Pegel des von der künstl. Instabilitätswelle abgestrahlten Schalls}}{\text{Pegel des vom natürl. Freistrahl abgestrahlten Schalls}} \cdot \frac{\text{Wechseldruck der künstl. Instabilitätswelle auf der Strahlachse}}{\text{Wechseldruck der axials. Turbulenzkomp. auf der Strahlachse}}$$

Gemäß der in Abschnitt 5.2 gemachten Annahmen ist der Wechseldruck der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente auf der Strahlachse dort am größten, wo auch die künstliche Instabilitätswelle ihr Maximum hat. Das Nennerverhältnis wird deshalb an dieser Stelle gebildet, wobei der Wechseldruck der axialsymmetrischen Turbulenzkomponente durch den gesamten Wechseldruck auf der Strahlachse abgeschätzt wird.

Wie in Kapitel 10 gezeigt wurde, ist der von der künstlichen Instabilitätswelle abgestrahlte Schallpegel allein nicht meßbar. Er wird deshalb durch den Pegel des von der Instabilitätswelle und der Wackeldüse zusammen abgestrahlten Schallfeldes abgeschätzt. Da die axialsymmetrische Turbulenzkomponente vornehmlich in Achsenrichtung abstrahlt, wurde das Zählerverhältnis durch Mittelung der Pegel im Abstrahlwinkelbereich $10^{\circ} \leq |\theta| \leq 30^{\circ}$ bestimmt.

W wurde im gesamten Strouhalzahlbereich $0.1 \leq St \leq 1.5$ aus den in Kapitel 9 und 10 beschriebenen Messungen abgeschätzt, wobei die Machzahl im Bereich $0.24 \leq M \leq 0.44$ variiert wurde. Die Nahfeld- und Fernfeldmessungen wurden bei den gleichen Bandbreiten durchgeführt. Da bei den Messungen immer der Schwingkörper an der Wackeldüse befestigt war, wurde vom Pegel des vom natürlichen Strahl abgestrahlten Schallfeldes der Dipolanteil gemäß Abbildung 29 in Abschnitt 8.5 spektral abgezogen.

Am Beispiel der in Abbildung 33 und 38 aufgetragenen Nah- und Fernfeldmessungen soll noch einmal die Bestimmung von W erläutert werden. Da die Pegel im logarithmischen dB-Maßstab aufgetragen sind, gehen die Verhältnisse in Differenzen über. Für die Zählerdifferenz ergibt sich aus den im Abstrahlwinkelbereich $10^{\circ} \leq |\theta| \leq 30^{\circ}$ gemittelten Kurven +3 dB (Abbildung 38). Nach Abbildung 29 müssen bei der Frequenz f = 2.4 kHz und der Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}$ = 120 m/s vom Pegel des natürlichen Freistrahls noch 2 dB abgezogen werden, so daß sich für die Zählerdifferenz insgesamt +5 dB ergibt. Im Nahfeld erhält man aus Abbildung 33 eine Pegeldifferenz am Ort des Maximums der künstlich angeregten Instabilitätswelle ($\frac{x}{D} \approx 3$) von 20 dB. Damit ergibt sich insgesamt W = -15 dB. Dieses Ergebnis ist als Kreuz (x) in Abbildung 39 bei St = 0.4 eingezeichnet.

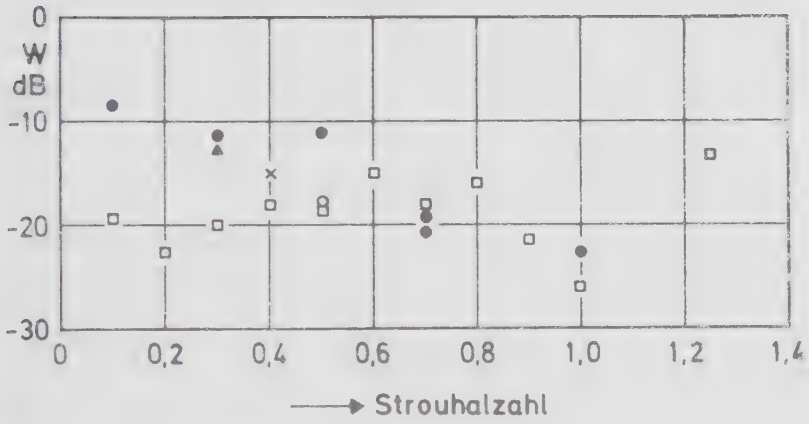

Abb. 39: Anteil der Instabilitätswellen an der Schallabstrahlung des turbulenten Freistrahls als Funktion der Strouhalzahl

- ○ u_o = 80 m/s
- □ u_o = 100 m/s
- ⊠ u_o = 120 m/s
- △ u_o = 130 m/s
- • u_o = 150 m/s

In Abbildung 39 ist W als Funktion der Strouhalzahl und der Machzahl aufgetragen. Es zeigt sich, daß im gesamten Strouhalzahlbereich $0.1 \leq St \leq 1.5$ die mit der Wackeldüse angeregte Instabilitätswelle verglichen mit den Turbulenzstrukturen im natürlichen Freistrahl nur sehr wenig Schall abstrahlt.

12. Schlußfolgerung

Wie in Kapitel 7 und 9 gezeigt wurde, erscheint es durchaus sinnvoll, die axialsymmetrische Turbulenzkomponente im natürlichen Freistrahl als statistisch angeregte Instabilitätswelle zu interpretieren. Die statistische Anregung könnte z.B. durch Wechselwirkung mit der übrigen Turbulenz geschehen. Im natürlichen Freistrahl werden die natürlichen, axialsymmetrischen Instabilitätswellen im Strouhalzahlbereich $0.1 \leq St \leq 1.5$ statistisch angeregt. An Abbildung 15 erkennt man, daß für $St \geq 1.5$ der Freistrahl stabil reagiert, d.h. keine natürlichen, axialsymmetrischen Instabilitätswellen mehr angeregt werden. Die in Kapitel 5 beschriebenen Messungen zeigen, daß der Wechseldruckanteil der statistischen Instabilitätswellen gerade in dem Bereich des Strahls besonders groß ist, der am meisten zur Schallabstrahlung beiträgt. Regt man eine Instabilitätswelle jedoch künstlich an, so stellt sich heraus, daß die künstlich angeregte Instabilitätswelle bei ihrer Anregungsfrequenz verhältnismäßig wenig Schall abstrahlt. Die Anregung gehorcht dabei einer linearen Beziehung. Die Anregungsfrequenz ist identisch mit der Folgefrequenz der Turbulenzelemente der künstlichen Instabilitätswelle. Das legt die Vermutung nahe, daß auch die statistisch angeregte Instabilitätswelle bei ihrer Folgefrequenz nur wenig Schall abstrahlt. Der Mechanismus der Schallabstrahlung der axialsymmetrischen großräumigen Turbulenzstrukturen wäre deshalb eher bei nichtlinearen Effekten, wie es z.B. die Wirbelpaarung oder die Wechselwirkung mit axialsymmetrischen Turbulenzstrukturen anderer Strouhalzahlen wären, zu suchen.

Literaturverzeichnis

[1] Lighthill, M.J. On sound generated aerodynamically I. General Theory. Proc. Roy. Soc. London A 211 (1952) S. 564-587

[2] Lighthill, M.J. On sound generated aerodynamically II. Turbulence as source of sound. Proc. Roy. Soc. London A 222 (1954) S. 1-32

[3] Mollo-Christensen, E. Kolpin, M.A. Martucelli, J.R. Experiments in jet flows and jet noise far-field spectra and directivity patterns. J. Fluid Mech. 18 (1964) S. 285-301

[4] Crow, S.C. Champagne, F.H. Orderly structure in jet turbulence. J. Fluid Mech. 48 (1971) S. 547-591

[5] Fuchs, H.V. Space correlations of the fluctuating pressure in subsonic turbulent jets. J. Sound Vib. 23 (1972) S. 77-99

[6] Grosche, F.R. Holst, H. Zur Verteilung der Schallquellenstärke in turbulenten Gasstrahlen. Fortschritte der Akustik DAGA 1975, S. 269-272

[7] Michalke, A. An expansion scheme for the noise from circular jets. Z. Flugwiss. 20 (1972) S. 229-237

[8] Ronneberger, D. Experimentelle Untersuchungen zum akustischen Reflexionsfaktor von unstetigen Querschnittsänderungen in einem luftdurchströmten Rohr. Acustica 19 (1967) S. 222-235

[9] Michalke, A.
Fuchs, H.V.
On turbulence and noise of an axis-symmetric shear flow.
J. Fluid Mech. 70 (1975) S. 179-205

[10] Armstrong, R.R.
Fuchs, H.V.
Michalke, A.
Coherent structures in jet turbulence and noise.
AIAA paper No 76-490

[11] Cremer, L.
Zur Verwendung der Worte "Korrelationsgrad und "Kohärenzgrad".
Acustica 35 (1976) S. 215-218

[12] Armstrong, R.
Fuchs, H.V.
Michalke, A.
Turbulenzuntersuchung im Hinblick auf den Strahllärm.
DFVLR IB 357-7519 (1975)

[13] Pfizenmaier, E.
Zur Instabilität des schallbeeinflußten Freistrahls.
Deutsche Luft- und Raumfahrt DLR-FB 73-69 (1973)

[14] Bechert, D.
Pfizenmaier, E.
On the amplification of broadband jet noise by a pure tone excitation.
J. Sound Vib. 43(3) (1975) S. 581-587

[15] Höhler, G.
Experimentelle Untersuchungen von axialsymmetrischen Instabilitätswellen in einem runden turbulenten Freistrahl.
Diplomarbeit (1974)

[16] Ackermann, U.
Experimentelle Untersuchungen zur Schallabstrahlung von geordneten, axialsymmetrischen Turbulenzstrukturen eines runden turbulenten Freistrahls.
Diplomarbeit (1974)

[17] Fuchs, H.V.
Measurement of pressure fluctuations within subsonic turbulent jets.
DLR FB 71-109 (1971)

[18] Grosche, F.R. Zur Schallerzeugung durch einen turbulenten Luftstrahl über einer endlich großen ebenen Platte. Mitt. aus dem MPI für Strömungsf. und der AVA 45 (1969)

[19] Seiner, J.M. Reethof, G. On the distribution of source coherency in subsonic jets. AIAA Paper No 74-4 (1974)

[20] Schubert, L. Numerical study of sound refraction by a jet flow. II. Wave acustics. JASA 51 (1972) S. 447-463.

Danksagung

Dem Direktor des Dritten Physikalischen Instituts der Universität Göttingen, Herrn Prof. Dr. M.R. Schroeder, danke ich dafür, daß er mir die Durchführung dieser Arbeit ermöglicht hat.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Priv.-Doz. Dr. D. Ronneberger für viele wertvolle Hinweise. Mit ihm konnte ich oft ausführliche Diskussionen über meine Arbeit führen.

Den Mitgliedern der Elektronischen und der Feinmechanischen Werkstatt des Dritten Physikalischen Instituts, die mir beim Aufbau der Apparatur geholfen haben, bin ich sehr dankbar. Mein Dank gilt auch den Mitarbeitern des DFVLR-Instituts für Turbulenzforschung in Berlin und insbesondere Herrn Dr. H.V. Fuchs, die mich bei den in Berlin durchgeführten Messungen in jeder Hinsicht unterstützt haben.

Besonders bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Prof. Dr. E.A. Müller und seinen Mitarbeitern, die mir durch viele fruchtbare Diskussionen bei der Interpretation der Meßergebnisse geholfen haben.

Die Auswertung der Meßergebnisse wurde auf einer Rechenanlage Honeywell H 632 durchgeführt, die dem Dritten Physikalischen Institut von der Stiftung Volkswagenwerk zur Verfügung gestellt wurde.

Diese Arbeit wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft im Rahmen ihres Schwerpunktes "Geräuschentstehung - Geräuschdämpfung" unterstützt.

Lebenslauf

Am 11.11.1946 wurde ich als Sohn des Vermessungsrates Günter Ackermann und seiner Ehefrau Ursula in Braunschweig geboren. 1953 wurde ich in Gifhorn eingeschult, 1957 wechselte ich auf das dortige Gymnasium über. Im Frühjahr 1966 schloß ich meine Schulzeit mit der Reifeprüfung ab.

Nach dem Ableisten der Wehrdienstzeit begann ich zum Wintersemester 1967/68 mit dem Studium der Physik an der Georg-August-Universität Göttingen. Unter der Anleitung von Prof. Dr. M.R. Schroeder fertigte ich im Dritten Physikalischen Institut eine Diplomarbeit mit dem Titel "Experimentelle Untersuchungen zur Schallabstrahlung von geordneten, axialsymmetrischen Turbulenzstrukturen eines runden turbulenten Freistrahls" an. Im Oktober 1974 legte ich die Diplom-Hauptprüfung ab.

Die Ergebnisse der Diplomarbeit bildeten den Ausgangspunkt zur vorliegenden Dissertation, die - bis auf einen dreimonatigen Forschungsaufenthalt in Berlin - ebenfalls im Dritten Physikalischen Institut angefertigt wurde.